ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 6, 3.—4. (SCHLUSS-)HEFT
MIT 65 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 16. APRIL 1954)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1954

Arch. Met. Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band 6 **Inhaltsverzeichnis** Heft 3—4

Seite

Defant, F. Über den Mechanismus der unperiodischen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation der Nordhalbkugel. (Mit 13 Textabbildungen) 253

Defant, F. Über charakteristische Meridionalschnitte der Temperatur für High und Low Index-Typen der allgemeinen Zirkulation und über die Temperaturänderungen während ihrer Umwandlungsperioden. (Mit 8 Textabbildungen) 280

Kletter, L. Über die Ursachen des Zerfalls stationärer Hochdrucklagen in Europa. Beispiele echter Steuerung. (Mit 8 Textabbildungen) ... 297

Gordon, A. H., and **P. M. Shaw.** Application of Particle Dynamics to Derive a General Circulation in Low Latitudes. (With 1 Figure) ... 319

Faust, H. Nullschichteffekt und Frontalzonen. (Mit 12 Textabbildungen). 334

Brocks, K. Eine räumlich integrierende optische Methode für die Messung vertikaler Temperatur- und Wasserdampfgradienten in der untersten Atmosphäre. (Mit 3 Textabbildungen) 370

Čadež, M. Über einige Einflüsse orographischer Hindernisse auf die Luftbewegung. (Mit 5 Textabbildungen) 403

Becker, W. Winde und turbulente Luftströmungen in der Ionosphäre. (Mit 6 Textabbildungen) 417

Trapp, E. Ableitung der Magnitudengleichung für die Erdbebenstationen Wien und Graz und allgemeine Bemerkungen zur Magnitudenberechnung 440

Saxer, L. Über Entstehung und Ausbreitung quasiperiodischer Luftdruckschwankungen. (Mit 9 Textabbildungen) 451

Buchbesprechungen 464

Goody, R. M., The Physics of the Stratosphere (F. Steinhauser). — Namias, J., Thirty-Day Forecasting. (Meteorological Monographs, Vol. 2, Nr. 6) (F. Steinhauser). — Hesse, W., Untersuchungen über die Steuerung von isallobarischen Gebilden sowie über Dichtefelder und Massendivergenzen im Bereich von steuernden Aktionszentren (H. Reuter). — Graewe, H., Atomphysik (F. Steinhauser). — Schnee und Lawinen in den Schweizeralpen im Winter 1950/1951. Winterbericht Nr. 15 des Eidg. Instituts für Schnee- und Lawinenforschung Weißfluhjoch-Davos (W. Mörikofer). — Ertel, H. und J. Fischer, Acta Hydrophysica. Bd. 1, Heft 1—3 (F. Steinhauser). — Einzelveröffentlichungen. Seewetteramt, Deutscher Wetterdienst. Roll, H. U., Nr. 1, Höhe, Länge und Steilheit der Meereswellen im Nordatlantik. Hartenstein, G. und H. Markgraf, Nr. 2, Die Nebelverhältnisse der Unterelbe im Jahrzehnt 1939 bis 1948 (F. Steinhauser). — Sticker, B., Fünfstellige Tafel der trigonometrischen Funktionen (W. Mörikofer).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400—500 Seiten vereinigt.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.513.1

(Aus dem Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck und der Wetterdienststelle Innsbruck der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien.)

Über den Mechanismus der unperiodischen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation der Nordhalbkugel.

Von

F. Defant, Innsbruck.

Mit 13 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Nach der Methode der Chicagoer Meteorologen-Schule unterscheidet man in der großen allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre der gemäßigten Breiten rund um die ganze Nordhalbkugel zwei gegensätzliche Haupttypen: den High Index und den Low Index. Diese Typen beherrschen zeitweise für einige Zeit das Bild der allgemeinen Zirkulation der mittleren und höheren Breiten. Es war nun von Wichtigkeit festzustellen, welche Vorgänge sich in der Atmosphäre beim Übergang von dem einen zum anderen Zirkulationstypus abspielen und wie der innere Mechanismus dieser Umwandlung gestaltet ist. Eine Untersuchung dieser Art bildet den Inhalt der folgenden Arbeit, die ich an der Hand des umfangreichen Materials der Nordhemisphäre des Winterhalbjahres 1951/52 ausgeführt habe.

Die Umwandlung eines Low in einen High Index-Typ ist charakterisiert durch folgende Merkmale: Auftreten eines ausgeprägten Druckanstieges und einer gleichzeitig auftretenden Erwärmung in der gesamten Troposphäre über dem subtropischen westlichen Atlantik während der Andauer eines gut ausgeprägten Low Index. Ausbreitung dieses Einflusses (Wärmewelle großräumiger Natur) auf bevorzugter Bahn rund um die Nordhalbkugel. Zerstörung der Kältezungen oder Tröge des Druckfeldes der Low Index-Zirkulation (cut off-Prozesse) und Ausbildung eines mehr zonalen Jetstream in höheren Breiten. Ähnliche Wärmevorstöße stellen sich auch über dem Westpazifik ein, jedoch sind die westatlantischen in der bearbeiteten Jahreszeit stärker, wobei jahreszeitliche Unterschiede bestehen. Das Endresultat des Umwandlungsprozesses ist die Kontraktion des zirkumpolaren Wirbels gegen die höheren Breiten zu bei gleichzeitig beträchtlicher Abkühlung der polaren Atmosphäre.

Die Umwandlung des High Index- in einen Low Index-Typ wird eingeleitet durch Kälteausbrüche aus dem Polargebiet, das zu dieser Zeit besonders kalte Struktur aufweist (cold dome). Die Hauptausbrüche sind an bestimmte geographische Stellen gebunden (Nordostasien, Alaska-Nordwestkanada, Grönland-Island). Die folgende Ausbildung von Kaltluftzungen mit entsprechend dazwischen liegenden Wärmevorstößen aus Süden ist begleitet von einer starken Mäanderung (Wellenbildung) im Jetstream, dessen mittlere Lage nun südlicher ist. Die Folge dieser Bildungen ist die Verdrängung der Kaltluft aus dem Polargebiet und ihre Verlagerung in mehrere Kältezentren (Nordostsibirien, Nordostkanada und Nordeuropa) bei gleichzeitiger Erwärmung des Polargebietes.

Die mit den Umwandlungsprozessen auftretenden Temperaturschwankungen in der Tropo- und Stratosphäre konnten an Hand der zweimal täglichen Radiosondenaufstiege auf Ellesmere-Island eingehend untersucht werden und zeigten in Bestätigung der früher erwähnten Feststellungen in eindrucksvoller Weise das thermische Verhalten der Polarkalotte bei solchen großräumigen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation.

Es konnte einwandfrei festgestellt werden, daß diese Übergänge von einem zum anderen konträren Zirkulationstyp stets in derselben Weise vor sich gehen und einen derartigen, fast gesetzmäßigen Ablauf zeigen, daß eine Verwendung der Ergebnisse für lang- und mittelfristige Prognosen möglich erscheint. Einzig und allein die Intensität des Ablaufvorganges unterliegt Schwankungen, die scheinbar vom vorhergehenden Zustandsbild der allgemeinen Zirkulation der mittleren Breiten und von der Intensität der Wärmewelle aus den Subtropen abhängt.

Summary. Following the method of the Chicago meteorological school two contrary main types are distinguished in the general circulation of the atmosphere of medium latitudes around the whole Northern Hemisphere: the High Index and the Low Index. From time to time these types dominate, for certain periods, the pattern of the general circulation of medium and higher latitudes. It was important to establish the atmospheric processes taking place with the transition from one to the other type of circulation and to throw light upon the inner mechanism of this transformation. This paper contains such a study I carried out making use of the extensive material of observations on the Northern Hemisphere during the winter half year 1951/52.

The transformation of a Low into a High Index type is characterized by the following points: occurrence of a pronounced increase of pressure and a simultaneous warming of the whole troposphere above the subtropical western Atlantic as long as a strongly marked Low Index lasts; expansion of this influence (warm wave of vast extension) on a preferred course around the Northern Hemisphere; destruction of the cold air tongues or troughs of the pressure field of the Low Index circulation (cut-off processes) and formation of a more zonal jetstream in higher latitudes. Similar advances of warm air take place also above the western Pacific, the Westatlantic ones, however, being stronger during the season under consideration. There exist seasonal differences. The final result of the transformation process is the contraction of the circumpolar whirl towards higher latitudes, accompanied by a considerable cooling of the polar atmosphere.

Transformation of a High Index into a Low Index type starts with outbreaks of cold air from the polar region which, at this time, shows a parti-

cularly cold structure (cold dome). The main outbreaks are closely connected with determined geographical regions (Northeast Asia, Alaska-Northwest Canada, Greenland-Iceland). Subsequent formation of cold air tongues between which warm air advances from the South is associated with a strong meandering (undulation) of the jetstream the average position of which then has moved southward. The consequence of such formations is the displacement of cold air from the polar region and its transport to different centers of cold air (Northeast Siberia, Northeast Canada, and Northern Europe), with simultaneous warming of the polar region.

The temperature variations in the troposphere and stratosphere occurring in connection with the transformation processes could be studied in detail by evaluation of the records of the Ellesmere-Island radiosonde ascents which are carried out twice a day. They showed most impressively the thermic conditions of the polar cap during such large-scale variations of the general circulation, thereby confirming the above mentioned views.

It could be readily established that such transitions from one to the other contrary type of circulation always take place in the same way and show such a regular course as to render possible application of the results to long and middle-term forecasts. The intensity of the transition process only undergoes variations seemingly depending on the precedent state of the general circulation of medium latitudes and on the intensity of the warm wave from the Subtropics.

Résumé. Selon les vues de l'école de Chicago, on distingue deux types opposés de circulation générale de l'atmosphère des latitudes moyennes, désignés respectivement par les types «high index» et «low index» qui caractérisent pendant un certain laps de temps l'image de la circulation générale des latitudes moyennes et hautes. Il était intéressant de déterminer la nature des phénomènes accompagnant le passage d'un type à l'autre et de mettre en lumière le mécanisme de ce changement. La présente étude, élaborée sur la base du vaste matériel d'observations de l'hémisphère Nord de l'hiver 1951/52 constitue un essai dans ce sens.

La transformation d'un type low index en un type high index présente les caractères suivants: hausse marquée de pression accompagnée d'un réchauffement de toute la troposphère de la partie subtropicale ouest de l'Atlantique apparaissant pendant la durée d'un type bien développé à low index; extension de cette vague de chaleur à grande échelle sur un parcours privilégié, tout autour de l'hémisphère Nord; destruction des langues d'air froid et des couloirs dépressionnaires de la circulation low index et formation d'un jet stream plus zonal aux hautes latitudes. Il existe également de telles poussées chaudes sur le Pacifique occidental, mais moins puissantes que celles de l'Atlantique, sous réserve de variations saisonnières. Le résultat final est la contraction du tourbillon circumpolaire vers les latitudes élevées, accompagnée d'un refroidissement notable de l'atmosphère polaire.

La transformation d'un type high index en un type low index débute par des invasions froides venant du domaine polaire particulièrement froid à ce moment; les invasions principales intéressent particulièrement des régions déterminées (Nord-Est de l'Asie, Alaska et Nord-Ouest du Canada, Groenland et Islande). La formation subséquente de langues d'air froid séparées par des poussées chaudes du Sud est accompagnée d'une forte déformation ondulatoire (allure méandrique) du jet stream qui, dans ces conditions, se déplace vers le Sud. Il s'ensuit une dispersion de la calotte

froide polaire en plusieurs centres froids (Nord-Est de la Sibérie et du Canada, Europe septentrionale) et un réchauffement de l'atmosphère polaire.

Les variations de température de la troposphère et de la stratosphère dues à ces processus ont pu être étudiées à fond à l'aide des radiosondages bi-journaliers effectués à Ellesmere-Island et elles ont confirmé d'une façon éclatante les modifications thermiques de la calotte polaire au cours de ces vastes mouvements atmosphériques.

On a pu clairement montrer que les passages de l'un à l'autre type de circulation se font toujours de la même façon et cela avec une telle régularité qu'une application à la prévision à longue ou moyenne échéance paraît possible. Seule l'intensité des phénomènes présente des variations qui dépendent apparemment de l'état initial de la circulation des latitudes moyennes et de l'intensité de la poussée chaude subtropicale.

Einleitung.

Durchblättert man eine Serie von hemisphärischen Boden- oder Höhenwetterkarten, so fallen jedem noch so ungeschulten Betrachter die großräumigen Veränderungen des durch Isobaren bzw. Linien gleicher dynamischer Höhe zur Darstellung gebrachten Druckfeldes der Erdatmosphäre auf. Schon früh sind solche Veränderungen in den hemisphärischen Bodenkarten wahrgenommen und zum Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gemacht worden, erhoffte man sich doch Gesetzmäßigkeiten im Ablauf dieser Veränderungen auffinden zu können. Die schlechten und nicht annähernd vollständigen Höhenkarten gestatteten damals noch keine Klärung darüber, ob diese Veränderungen in gleicher Weise auch in den höheren Atmosphärenschichten vorhanden sind. Besonders WILLETT [*1*] beschrieb diese typischen Merkmale der Bodendruckverteilung während solcher Veränderungen und kam zu einer Unterscheidung von zwei Grundtypen, deren eine eine in höheren Breiten vor sich gehende zonal ziehende Folge von starken Zyklonen bzw. Antizyklonen aufweist, während gleichzeitig bei gesteigerter Intensität des subtropischen Hochdruckgürtels dieser seinen Einfluß bis in die mittleren Breitenzonen der Erde ausdehnt und somit nordwärts verschoben erscheint. Abnormal tiefe Zentralzyklonen über den Alëuten und Island sind dabei zu beobachten.

Gegensätzlich dazu unterschied WILLETT Perioden mit mehr meridional ziehenden Folgen von Zyklonen und Antizyklonen als auch eine im Allgemeinen vorhandene meridionale Anordnung von Zonen tieferen und höheren Druckes über bestimmten Sektoren der Erde. Die subtropischen Antizyklonen erscheinen während der Andauer dieses Typus weit südlich und schwach ausgebildet. Man kann hier nicht wie beim ersteren Typus von einem subtropischen Hochdruckgürtel rund um die Erde sprechen; im Gegenteil haben diese mehr zellulare Struktur und sind teilweise durch Zonen tieferen Druckes voneinander separiert. Das Alëuten- und das Island-Tief erscheinen flach und beide sind oft in zwei Tiefdruckgebiete gespalten.

Ließ schon die Betrachtung der Bodenkarten solche Unterschiede erkennen, so war es nur mehr als verständlich, daß man nach einer

zahlenmäßigen Erfassung dieser Veränderungen strebte und eine Methodik zu entwickeln versuchte, die eine Voraussage derselben möglich erscheinen ließ. Zu diesem Zwecke wurde der meridionale Druckunterschied quer zur Zone der stärksten Westwinddrift (35 bis 55° N) herangezogen und aus ihm das meridionale Windprofil (zonale Komponente des geostrophischen Windes) ermittelt. Dieses wurde für viele Meridiane gemittelt (wenn möglich rund um die ganze Nordhalbkugel) und diente als quantitativer Parameter, um die Stärke, Art und Schwankung (von Tag zu Tag) der zonalen Zirkulation der Erde im Meeresniveau zu bestimmen. Diesem quantitativen Parameter, nach dieser Methode bestimmt, wurde der Name „hemisphärischer zonaler Zirkulationsindex" zugeteilt. Während der Andauer der beiden vorstehend beschriebenen, in ihren Hauptmerkmalen so grundlegend verschiedenen Zirkulationstypen zeigt dieser Index ebenfalls einen charakteristischen Unterschied. Beim ersteren Typ beobachtet man eine gegenüber dem Jahresmittel beträchtlich stärkere Westwinddrift, welche in mittleren und höheren Breiten verläuft (*High Index*). Dagegen zeigt der zweite Typ eine abgeschwächte Westwinddrift in den mittleren, dagegen eine gesteigerte in den niedrigen Breitenzonen der Erde (*Low Index*).

Wegen der relativ schwachen Windstärke des meridionalen Windprofils am Erdboden war eine erfolgreiche Verfolgung von Veränderungen in der Form und Gestaltung des Profils recht schwierig. Auch machte sich die unregelmäßige Druckverteilung am Boden, sowie die Veränderlichkeit der Windrichtung bei der Bestimmung des meridionalen Windprofils, sowie der Mittelung über viele Meridiane stets im Sinne unklarer Profile sehr störend bemerkbar. Aus solchen Windprofilen und ihren Veränderungen von Tag zu Tag auf die Veränderungen der Gesamtzirkulation der Erde zu schließen, erwies sich als sehr unsicher und problematisch.

Auch war die Auswahl von zwei Grundtypen (High und Low Index) scheinbar nicht ausreichend, da mannigfache Übergänge von einem zum anderen Typus in vielen Sektoren der Erde vorhanden waren und eine Mittelung über viele Meridiane schon aus diesem Grunde unklare, ja teilweise sogar wertlose unrepräsentative Profile ergab, die zu Fehlschlüssen führen mußten. Die mehr zonale Anordnung der Druckgebilde beim Vorhandensein eines High Index lieferte wohl ein klares Profil für diesen Typus, jedoch führte jede Mittelung im Falle eines Low Index mit seiner mehr meridionalen Anordnung in den meisten Fällen zu unscharfen meridionalen Windprofilen, die keinerlei Bedeutung für eine Vorausschau aufweisen können.

Es ist daher selbstverständlich, daß nicht allzu optimistische Urteile erstens über diese einfache Zweiteilung und zweitens über diese Methodik selbst in der Literatur zu finden sind.

Die später rapid sich steigernde Information über die Zustände in den höheren Luftschichten führte bald zu einer weltweiten Darstellung von Druck- bzw. Temperaturkarten verschiedener Niveaus, zuerst in sektorieller, später auch in hemisphärischer Ausdehnung.

Wohl lassen auch heute noch die Meßungenauigkeiten, Verschiedenartigkeit sowie Dichte der zur Verwendung kommenden Radiosonden oft nicht zu, detaillierte Studien anzustellen; doch ist derzeit ein entscheidender Fortschritt in der Erkenntnis der atmosphärischen Druck- und Temperaturverteilung der verschiedenen Hauptisobarenflächen erzielt und bereits mehrere Jahresfolgen derselben studiert worden.

Auch in den oberen Luftschichten kamen dieselben Veränderungen, die schon in den viel unruhigeren Druckverteilungen der Bodenkarten beobachtet wurden, in viel regelmäßigerer, für das Auge viel besser geordneter Weise zur Beobachtung. Im Beobachtungsmaterial äußern sich diese Veränderungen sowohl in den Druck- als auch in den Temperaturschwankungen aller höheren und mittleren Breiten der Erde in Abweichung vom langjährigen Mittel. Aber auch in den Schwankungen des mittleren meridionalen Windprofils, das aus einzelnen meridionalen Windprofilen ermittelt wird, zeigen sich deutlich solche Schwankungen der Gesamtzirkulation der Erde. Die Mittelung des Profils über mindestens 120° Länge ($^1/_3$ der Erde) ist nötig, um Wellenstörungen von kürzerer oder längerer Wellenlänge auszuschalten, um damit nur die weltweiten Veränderungen der gesamten Nordhalbkugel studieren zu können.

Dem Index des Bodenniveaus entsprechend wurde auch für die höheren Niveaus in gleicher Weise verfahren und wieder aus den meridionalen Druckunterschieden zwischen zwei um 5° verschiedenen Breitenkreisen die zonale Komponente des geostrophischen Windes gerechnet, also ein meridionales Windprofil ermittelt (zonal profile). Die Art dieses Windprofils in Hinsicht auf Breitenlage und Stärke des Windmaximums, auf Stärke und Schwäche der Scherung des Windes beiderseits desselben sind von speziellem prognostischem Interesse. Aber auch eventuell vorhandener Doppelstruktur als auch Konzentration oder breiter Form der vorhandenen Windmaxima gilt das gleiche Interesse. Im Zusammenhang mit Rossbys Wellenformel gestattet die Kenntnis des Meridionalprofils der zonalen Windkomponente Aussagen über das Verhalten der langen Wellen im Niveau der Divergenzfreiheit (etwa 600 mb). Die Geschwindigkeitswerte, die man aus 700- oder 500 mb-Karten ermittelt, bedürfen daher bei Verwendung in der Rossby-Formel einer Korrektur.

Eine weitere Darstellung, welche drei Variable miteinander vereinigt, ist der sogenannte Zeitschnitt (time section) dieses Windprofils. Ihre vertikale Koordinate ist die geographische Breite, ihre horizontale die Zeit (im Tagesabstand oder in zweimal täglichen Intervallen entsprechend den Sonden terminen 03.00 und 15.00). In dieses Diagramm werden in Zahlen (m/sec) die Geschwindigkeiten der zonalen Windkomponente für 5°-Breitenintervalle eingetragen und Linien gleicher Windgeschwindigkeit gezeichnet. Obwohl die höchste Geschwindigkeit der Westwinddrift sich aus den Höhenkarten in den mittleren oder eher in den südlichen mittleren Breiten ermittelt, zeigt eine solche Darstellung des zeitlichen Ablaufes der mittleren meridionalen Windverteilung in einer beliebigen Breitenzone beträchtliche Änderungen mit der Zeit. Dies beweist, daß eine abnehmende oder zunehmende Westwindzirkulation in gegebener

Breite mit fortschreitender Zeit auftritt. Diese Veränderungen erfolgen, wie spezielle länger dauernde Zeitschnitte zeigen, nicht irregulär, sondern es lassen sich in der Darstellung bestimmte „relative Maxima und Minima" der zonalen Westwindgeschwindigkeit in Form von Bändern fortschreitender Art finden. Diese zeigen, daß manchmal aus den Subtropen heraus nordwärts solche relative Maxima durch die mittleren Breiten hindurch bis in die hohen Breiten der Erde mit einer zeitlichen Verspätung ihres Eintritts und anderseits im umgekehrten Bewegungssinn von Norden nach Süden verfolgt werden können. Diese Züge relativer Maxima und Minima nennt die englische Fachliteratur „trends". Auf der Basis der Veränderungen des einzelnen meridionalen Windprofils des 700, 500 oder auch 300 mb-Niveaus und mit Hilfe solcher Zeitschnitte desselben entwickelte die Chicagoer Schule unter Leitung H. Riehls in Fortführung der Ideen Rossbys eine synoptische Typisierung solcher weltweiter Veränderungen der zonalen Zirkulation der Erde. Diese aus der synoptischen Praxis resultierenden Untersuchungen und Erfahrungen sind in mehreren Arbeiten veröffentlicht worden. (Siehe dazu H. Riehl, La Seur und Yeh [*2*], H. Riehl und Mitarbeiter [*3*] und Alaka, Jordan, Renard, herausgegeben von H. Riehl [*4*].) Dort kann man sich eingehend über diese Arbeitsrichtung bzw. Methodik zum Zwecke mittelfristiger oder langfristiger Vorhersagen des weltweiten Wetterablaufes orientieren.

In der Hauptsache handelt es sich darum, regelmäßige Veränderungen der allgemeinen Zirkulation rechtzeitig erfassen zu lernen, um eine Reaktion des Prognostikers für spezielle kurzfristige Detailprognosen zu ermöglichen. Man unterscheidet gewisse „Indexzyklen", d. h. in sich geschlossene Perioden, bei deren Beginn ein bestimmter Zonalindex vorhanden ist, der nach geordneter Veränderung sich nach Ablauf eines solchen Zyklus wieder in gleicher Weise einstellt. Riehl unterscheidet Nordwärts- und Südwärtstrende, wobei, wie schon die Bezeichnung ausdrückt, beim ersteren sich ein relatives Maximum der Windstärke aus den niederen durch die mittleren Breiten hindurch bis in die hohen verfolgen läßt und beim zweiten der umgekehrte Vorgang beobachtet werden kann. Es gibt nach Riehl Folgen von Nordwärtstrenden, von denen jeder mit einem relativ kurz dauernden Abbruch oder einem Südwärtstrend abschließt, der jedoch im Diagramm nicht sehr deutlich aufscheint. In diesen Gesamtperioden ist also der Nordwärtstrend die dominierende Erscheinung. Dann jedoch scheint eine Umkehr des Vorganges aufzutreten (trend reversal) und es wird eine Folge von markant ausgeprägten Südwärtstrenden im Diagramm beobachtet. Zwischen ihnen eingelagert sind wohl schwache Nordwärtstrende oder Unterbrechungen der Südwärtstrende zu beobachten, jedoch sind sie ebenfalls nur undeutlich ausgeprägt. Zeigen diese Folgen durch die zeitlich fortschreitende Verlagerung der relativen Maxima bzw. Minima der zonalen Windgeschwindigkeit Regelmäßigkeiten, die bereits mit Erfolg prognostisch verwendet wurden, besonders wenn man die gleichzeitig erfolgenden charakteristischen Veränderungen der Boden- und Höhenwetterkarten entsprechend der

aus der synoptischen Erfahrung abgeleiteten Typisierung nach RIEHL zu Hilfe nimmt, so konnte doch bisher die Umkehr der Trendfolgen nicht vorhergesagt werden und es bestand bisher noch keine klare Idee, wie eine Vorhersage derselben bewerkstelligt werden kann.

Die Dauer eines einzelnen Nordwärtstrendes beträgt etwa 7 bis 8 Tage und es schließt sich dann meist ein kurz dauernder gut ausgeprägter High Index an, der jedesmal rasch zusammenbricht. Eine solche Folge nimmt insgesamt etwa zwei Wochen in Anspruch und es treten, wie schon vorher erwähnt, mehrere davon, meistens 2 bis 4, in Aufeinanderfolge auf. Dann tritt meist eine Umkehr (trend reversal) ein und es folgt ein Südwärtstrend, der jedesmal mit einem typischen Low Index abschließt. Nach kurzer Wiederkehr eines dem High Index ähnlichen Zirkulationsbildes folgt dann ein weiterer Südwärtstrend nach und dieses Spiel wiederholt sich ebenfalls zwei- bis viermal. Die Gesamtfolgen können 6 bis 8 Wochen dauern.

Dies ist in kurzen Worten eine Zusammenfassung über die in den letzten Jahren durch die Chicagoer Schule entwickelten Forschungen über weltweite Veränderungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre und ihre Auswirkung in den verschiedenen Niveaus derselben. Diese Untersuchungen, die, was das Wichtigste ist, der synoptischen Erfahrung entspringen und auf Grund mehrjähriger Kurse unter der Leitung von Prof. RIEHL gesammelt wurden, stellen einen ersten Versuch dar, die großräumigen Veränderungen der allgemeinen Zirkulation im voraus erfassen zu lernen und eine mittelfristige bzw. langfristige Prognose dieser Schwankungen möglich zu machen. Damit rückt die Chicagoer Schule entschieden von der im letzten Jahrzehnt und früher in allen Wetterdiensten der Welt gepflogenen Arbeitsweise auf sektoriellen Karten ab und versucht darüber hinausgehend, die weltweiten Veränderungen zu erfassen. Den mutigen Schritt dazu getan zu haben, ist bestimmt anerkennenswert, weil die Bearbeitung weltweiten Materials einen unerhörten Arbeitsaufwand erfordert und nur langjährige synoptische Erfahrung es möglich macht, den ungeheuer wechselhaften turbulenten Charakter solcher Veränderungen mit klarem Blick zu überschauen.

1. Die Umwandlung eines Low- in einen High Index-Typus durch subtropische Wärmeimpulse.

Ich beabsichtige nun im Folgenden einen komprimierten Auszug aus einer großen Untersuchung zu geben, die ich mit einem ausgedehnten Material der gesamten Nordhemisphäre des Winterhalbjahres 1951/52 angestellt habe und die ich während meines fast eineinhalbjährigen Aufenthaltes im Department of Meteorology der Universität Chicago ausgeführt habe.

Es handelt sich dabei um eine Klarlegung des Verhaltens der polaren und äquatorialen Atmosphärenteile im Verlaufe der großen unperiodischen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation, die ich vorstehend bei der Diskussion der Chicagoer Untersuchungen erwähnt habe. Bei diesen

Untersuchungen wurde weniger Wert darauf gelegt, was für Ursachen diesen ganzen Zirkulationsschwankungen zugrunde liegen und wie der Mechanismus dieser Schwankungen im Räderwerk der allgemeinen Zirkulation operiert.

Der Hauptzweck meiner Untersuchung ist es, Anhaltspunkte darüber zu gewinnen, wie sich bei bestimmtem Stand der zonalen Zirkulation dieselbe weiter entwickelt und ob eine solche Entwicklung für langfristige Prognosen benützt werden kann. Dabei untersuchte ich einige Indexzyklen und versuchte, den charakteristischen Ablauf derselben in den verschiedenen Sektoren der Erde, sowie besonders in den polaren Gebieten als auch in den subtropischen Gebieten genauer zu erfassen. Um es noch einmal zu betonen, kommt es mir darauf an, hier die großräumigen Erscheinungen und Zustände aufzuzeigen, und ich beabsichtige nicht, im Detail die Wirkung kleinerer Störungen auf engerem Raum zu studieren.

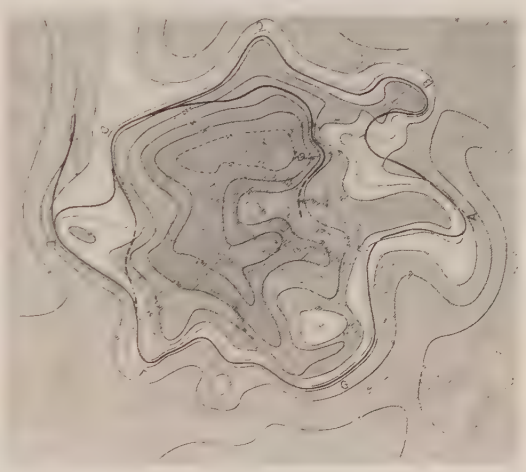


Abb. 1. Temperaturfeld im 500 mb-Niveau am 15. November 1951 03,00 und Haupt- sowie Nebenachsen des 500 mb-Jetstreams (dicke Linien oder dicke gestrichelte Linien). Schattierungen zeigen verschiedene Temperaturintervalle und das weiße Gebiet zeigt die starke Temperaturkonzentration rund um die Erde in Form eines schmalen Bandes. *A*, *B*, *C*, *D*, *E* und *F* geben die Positionen der Hauptkältezungen oder Tröge des Druckfeldes an.

Im folgenden will ich eine Änderungsperiode der atmosphärischen Zirkulation von einem Low Index Typ zu einem High Index Typ besprechen. Es ist dies der Fall vom 15. bis zum 27. November 1951 und ich will an der Hand einer Serie von Temperaturanalysen des 500 mb-Niveaus der ganzen Nordhalbkugel charakteristische Entwicklungen während dieser Periode aufzeigen. Dieser Zeitabschnitt war gekennzeichnet durch das Auftreten eines Nordwärtstrendes in dem Zeitschnitt des über viele Meridiane gemittelten meridionalen Windprofils. Das bedeutet entsprechend den früheren Ausführungen das Auftreten eines relativen Maximums der Windgeschwindigkeit in den subtropischen Gegenden der Erde und seine Fortbewegung durch die mittleren Breiten der Erde hindurch nach den polaren Breiten hin während des Ablaufes dieser Periode.

Die Abb. 1 zeigt ein typisches Low Index Zirkulationsbild, welches am 15. November vorhanden war. Man erkennt starke Änderungen des in relativ niedrigen Breiten vorhandenen Windbandes. Dieses ist

schematisch in der Darstellung durch eine starke Linie rund um die Erde zu erkennen. Dieses Windband wurde mit Hilfe einer sehr exakten Druckanalyse durch Verfolgung der Hauptachse des stärksten Windes mit seinen Nebenverästelungen gewonnen (Jetstream). Man erkennt aus der Temperaturanalyse das Vorhandensein von sechs oder sieben langen Wellen rund um die Erde. Starke Kaltluftzungen sind über dem mittleren Atlantik (*A*), über Europa (*B*) und über dem westlichen Asien (*C*), über der Ostküste von Asien (*D*) und über dem Pazifik (*E* und *F*) zu erkennen. Das stärkste Kältezentrum liegt exzentrisch zum Pol etwa ringförmig zwischen dem 65. und 75. Breitenkreis. Die Polarkalotte selbst besitzt eine um etwa 10° wärmere Temperatur als das Kältezentrum.

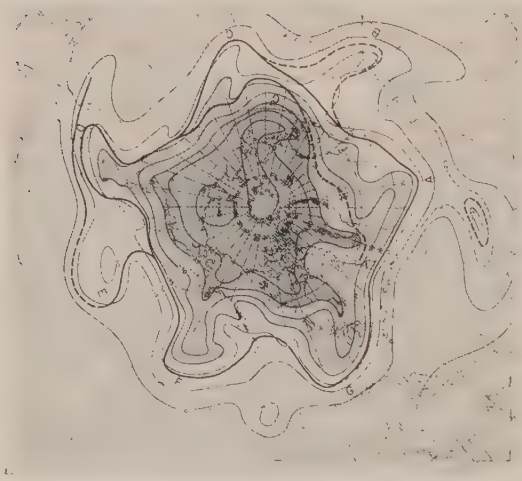


Abb. 2. Wie Abb. 1; für 17. November 1951 03,00.

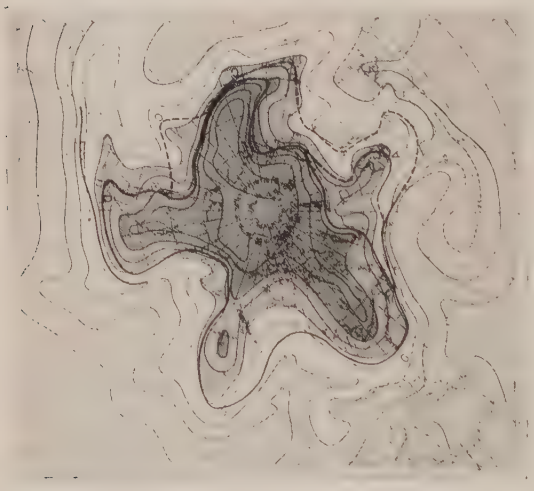


Abb. 3. Wie Abb. 1; für 19. November 1951 03,00.

Über Mittel- und Nordskandinavien erkennt man einen sekundären Kältetrog (*C'*) und von dort verläuft eine weitere Achse stärksten Windes südostwärts und vereinigt sich über Ostasien mit dem zirkumpolaren Jetstream. Ein auffällig starker Warmluftvorstoß über dem westlichen Atlantik ist zu beobachten und dort überquert die —10°-Isotherme den 40. Breitenkreis.

Die Abb. 2 zeigt die Situation 48 Stunden später am 17. November 1951. Man erkennt, daß der Wärmevorstoß über dem westlichen und mittleren Atlantik in West-Ostrichtung an Raum gewonnen und unter

seinem Einfluß die Kältezunge (*A*) sich sehr abgeschwächt und sich eine Kälteinsel im Süden von der nordwärts verschobenen Kältezunge abgetrennt hat. Gleichzeitig machte sich dieser Wärmevorstoß in starkem Maße bereits über Westeuropa bemerkbar und führte zu einer Abschwächung und rapiden Ostverlagerung der Kältezunge (*B*). Dies macht eine gewaltige Umstellung der Temperaturverhältnisse über dem Ostatlantik und Europa deutlich, dort wo auch das Band stärksten Windes eine starke Nordversetzung zeigt. Ja sogar weiter nordwärts scheint sich von Südgrönland über Island nach Skandinavien eine neue Konzentration des Windes auszubilden. Alle anderen Kältezungen (*C*, *D*, *F* und *G*) zeigen eher eine Verstärkung, es finden Kältevorstöße nach Süden statt oder es zeigt sich wenigstens eine gleichmäßige Westostverlagerung, ohne daß die südlichsten Teile der Tröge eine Breitenänderung aufzeigen. Die Zahl der langen Wellen scheint sich von sechs auf fünf zu reduzieren. Noch kann man über der Nordostecke von Asien Reste des ehemals warmen Gebietes über der Polarkalotte erkennen. Die Polarkalotte selbst hat eine erhebliche Abkühlung erfahren.

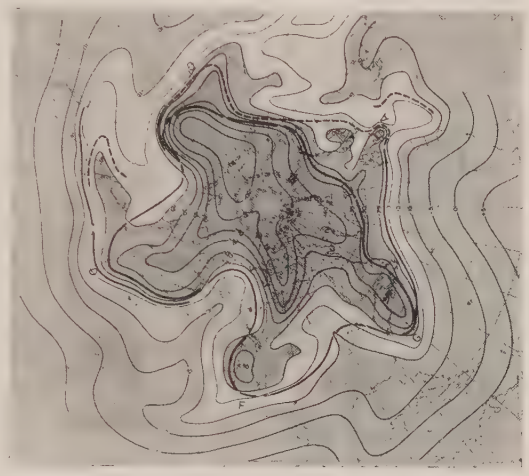


Abb. 4. Wie Abb. 1; für 21. November 1951 03,00.

Abb. 5. Wie Abb. 1; für 23. November 1951 03,00.

Die Abb. 3 zeigt die Situation weitere 48 Stunden später, am 19. November 1951. Über dem mittleren Atlantik erkennt man die volle Auswirkung des Wärmevorstoßes, wobei die — 10°-Isotherme den 50. Breiten-

kreis nach Norden zu überschreitet. Reste der durch diesen Wärmevorstoß abgeschwächten Kaltluftzunge (*A*) sind über Europa vorhanden und im Süden sind noch die früher abgetrennten Kaltluftreste in einer Ausbuchtung der — 12,5°-Isotherme erkennbar. Die Erwärmung wird jetzt besonders augenfällig über Europa und dehnt sich bereits ostwärts bis zum 50. Meridian E aus. Während die ehemals stärksten Jetstreamteile über Europa weiter an Windstärke verlieren, wird jetzt die Ausbildung eines weit im Norden verlaufenden und sich dort neu ausbildenden Windmaximums deutlich, welches vom ostamerikanischen Trog (*G*) über Grönland und Nordskandinavien hinweg die Verbindung mit der mittelasiatischen Kältezunge (*C'*) herstellt. Diese entstand durch einen starken Kälteausbruch südwärts; es vereinigen sich dort zwei Jetstreamäste und gleichzeitig entstand an der Südostseite dieser Kältezunge eine ungewöhnlich starke Konzentration des Temperaturfeldes. Wieder sind keine so starken Umgestaltungen in anderen Teilen der Erde zu erkennen, vielleicht wäre nur die sich steigernde Amplitude der langen Wellen erwähnenswert. Besonders der sich ähnlich dem vorstehend beschriebenen atlantischen Wärmevorstoß verhaltende warme Rücken über dem mittleren Pazifik erlangt für die sich anbahnende Zerstörung der Kältezunge (*F*) ähnliche Bedeutung. Die Zahl der langen Wellen, von denen (*B*) aus dem Bilde verschwunden ist, scheint sich von fünf auf vier zu reduzieren. Das Gesamtzirkulationsbild nimmt offenbar einen zum Nordpol *unsymmetrischen* Charakter an. Noch liegt das Gebiet stärkster Kälte über Nordsibirien, jedoch kühlt sich die Polarkalotte weiter ab, was durch die Fläche, die die — 45°-Isotherme umschließt, im Vergleich mit der Abb. 2 besonders deutlich wird.

Die Abb. 4 zeigt die Verhältnisse wiederum 48 Stunden später, am 21. November 1951. Man erkennt einen enorm warmen Atlantik. Die Reste der ehemals starken Kältezunge (*A*) über Nordeuropa schwächen sich weiter ab und über Mittelasien wird die Auswirkung des Wärmevorstoßes, den man jetzt geradezu als Wärmewelle bezeichnen möchte, besonders deutlich. Unter ihrem Einfluß verlagerte sich der starke Kältetrog von Mittelasien um nahezu 35 Längengrade nach Osten. Besonders deutlich wird jetzt die weit nördliche Lage des Jetstreams über dem atlantischen, europäischen und westasiatischen Sektor. Der früher pazifische Wärmevorstoß greift auf die nördlichen Küstengebiete des nordamerikanischen Kontinents über und die Abtrennung einer Kaltluftinsel von der Kältezunge (*F*) wird über der amerikanischen Westküste sichtbar. Vernachlässigt man bei der Zählung der langen Wellen die Reste des Troges (*A*), so kann man nur mehr vier lange Wellen zählen. Die Gesamtzirkulation ist weiter asymmetrisch zum Pol und die Polarkalotte selbst kühlt sich mehr und mehr ab.

Die Abb. 5 zeigt die Situation wiederum 48 Stunden später, am 23. November 1951. Der ehemals starke amerikanische Trog (*G*) hat sich in den westlichen Atlantik verlagert und bedeutend abgeschwächt. Besonders deutlich zeigt sich die Wirkung der Wärmewelle über Mittelasien, wo eine geschlossene — 15°-Isotherme aufscheint. Ihr Haupteffekt

aber ist dem Trog (*C*) überlagert, was aus seiner bedeutenden Abschwächung verglichen mit seiner kalten Struktur in der Abb. 4 hervorgeht. Ja es greift sogar die Erwärmung auf die Vorderseite dieses abgeschwächten Kältetroges über. Die Kältezunge (*F*) ist ebenfalls nahezu zerstört und es hat sich eine jetzt über Kalifornien liegende Kälteinsel abgespalten (cut off process). Die Polarkalotte selbst zeigt jetzt eine abgeschlossene — 50°-Isotherme. Das Gesamtzirkulationsbild zeigt mehr und mehr einen nordwärts verschobenen nahezu kreisförmigen zirkumpolaren Jetstream und damit wird bereits die Herstellung eines charakteristischen High Index deutlich. Für einen solchen ist besonders die kalte Polarkalotte ein Merkmal und meistens besitzt das Gebiet größter Kälte eine lange ausgestreckte Form von Ostasien über den Pol hinweg nach Ostkanada.

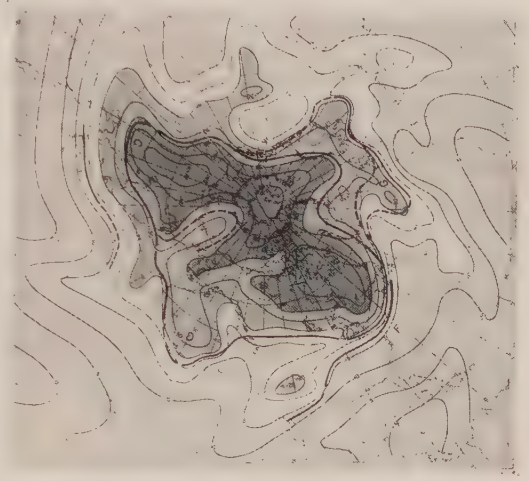


Abb. 6. Wie Abb. 1; für 25. November 1951 03,00.

Abb. 7. 500 mb-Jetstreamlage für den 15. November (ausgezogene Linie. Low Index) und für den 27. November (gestrichelte Linie. High Index), 1951 03,00. Die dunkle Fläche zeigt die Kontraktion des zirkumpolaren Wirbels während der ganzen Periode.

Die Abb. 6 zeigt das letzte Bild dieser Serie, den 25. November 1951. Dieses Bild ist besonders charakteristisch für einen High Index mit den vorstehend beschriebenen Merkmalen. Während am Ausgangstage dieser Serie (15. November) eine ausgedehnte Zirkulation vorhanden war und starke Kältezungen in mehreren Teilen der Erde bis weit nach Süden sich erstreckt haben, ist jetzt eine mehr um

den Pol konzentrierte Zonalzirkulation entstanden. Die Amplitude der langen Wellen des zirkumpolaren Jetstreams hat abgenommen, während die Wellenlänge derselben bei gleichzeitiger Reduktion der Wellenzahl zugenommen hat.

Besonders deutlich wird dieser Gesamtprozeß durch den Vergleich der Jetstreamlage des Ausgangstages (15. November) mit der des Endtages (27. November), welchen die Abb. 7 zeigt. Die dunkle Fläche läßt

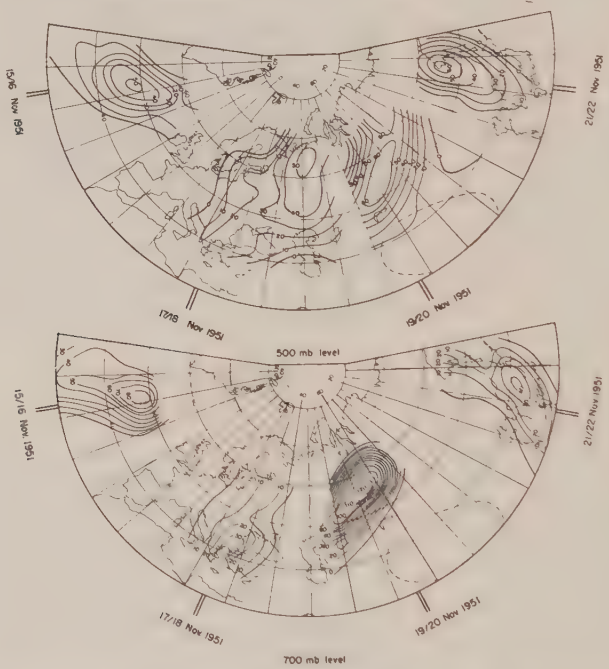


Abb. 8. 24stündiger Druckanstieg (in Zehntel Fuß) und seine Bewegung während der Periode vom 15. bis zum 22. November 1951 (Datum ist angegeben am Außenrand der Bilder) im 500 mb-Niveau (oberes Bild) und im 700 mb-Niveau (unteres Bild).

erkennen, daß eine erhebliche Kontraktion der Gesamtzirkulation gegen den Pol zu stattgefunden hat. Sie beträgt $27 \cdot 10^6$ km². Die Fläche, die der Jetstream des Ausgangstages (Low Index) umschließt, beträgt $81 \cdot 10^6$ km² und diejenige des Endtages (High Index) $54 \cdot 10^6$ km², d. h. 11 bzw. 32 und 21% der gesamten Nordhalbkugel. Demnach erfolgt eine Kontraktion um $^1/_3$ der Fläche des Ausgangstages während der Dauer von 12 Tagen.

Die Abb. 8 zeigt den Druckanstieg im 700 mb bzw. 500 mb-Niveau, welcher die fortschreitende Wärmewelle bei ihrer Bewegung um nahezu $^2/_3$ der Erde begleitet hat.

In drei weiteren ähnlichen und in gleicher Weise bearbeiteten Fällen (26. Oktober bis 12. November 1950, 12. bis 24. Oktober 1951, 13. bis

26. Dezember 1951) waren wiederum solche Wärmewellen entsprechend den in der Abb. 8 angegebenen Wegen und Tagen um die Erde zu verfolgen. In allen diesen Fällen fand wieder eine Kontraktion des zirkumpolaren Wirbels statt und es wurde ein anfänglich vorhandener Low Index in einen High Index mit nahezu gleichem Ablauf umgewandelt.

Die Abb. 9 zeigt die Zugbahnen der Wärmewelle oder diejenigen des sie begleitenden Druckanstieges für die vier im Detail bearbeiteten Fälle. Diese Zugbahnen sind in allen Fällen nahezu identisch und beginnen über dem westlichen Atlantik, verlaufen über Nordeuropa und Mittelasien zur Ostküste von Asien und über Japan längs des 40. Breitenkreises durch den gesamten Pazifik. Nach 7 bis 8 Tagen erreichen diese Wärmeimpulse die Ostküste von Asien und dann ist die High Index Situation meistens hergestellt.

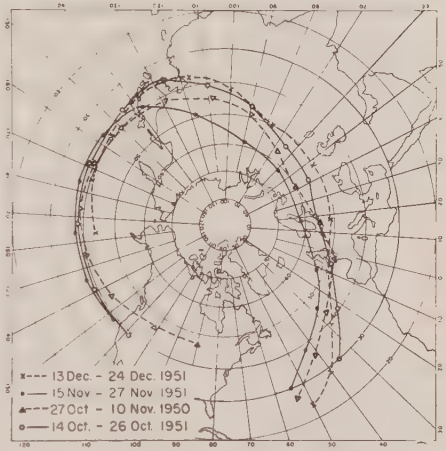


Abb. 9. Vier komplette Zugbahnen der Druckanstiegsgebiete (oder der Wärmewelle) für vier untersuchte Fälle.

Um zu zeigen, daß dieser Effekt wirklich fortschreitender Art ist und sich beim Durchzug einer solchen Wärmewelle eine gewaltige Veränderung der zonalen Windverhältnisse im Sinne einer Nordwärtsverlagerung des Jetstreams einstellt, wurde noch folgende Untersuchung angestellt. Es wurden vier Sektoren der Erde ausgewählt; dies waren der östliche atlantische Ozean von 45° W bis 15° W, Europa von 10° E bis 40° E, das mittlere Asien von 60° E bis 90° E und der Sektor über der Ostküste von Asien von 110° E bis 140° E. Von allen 5°-Meridianen dieser Sektoren wurden die Druckwerte für alle Breitengrade entnommen und die zonale Komponente des geostrophischen Windes aus ihnen ermittelt. Alle 5°-Meridiane jedes Sektors wurden zu einer einzigen meridionalen Windverteilung zusammengefaßt bzw. gemittelt. Dies wurde für jeden Sektor und für alle Tage vom 15. bis zum 22. November 1951 ausgeführt. Das Ergebnis zeigt die Abb. 10 in Form von 4 Bildern, deren jedes für einen bestimmten Sektor der Erde Gültigkeit besitzt. Ordinate ist die geographische Breite, Abszisse die Zeit in Tagen. Die Linien sind Linien gleicher Windgeschwindigkeit der zonalen Komponente des geostrophischen Windes des 500 mb-Niveaus.

Man kann leicht sehen, daß in allen vier Bildern zu einer bestimmten Zeit eine unstetige Nordwärtsversetzung des stärksten Windbandes (dunkle Flächen) auftritt und nach dieser Versetzung der stärkste Wind in viel nördlicherer Breite durch die ganze Periode hindurch verbleibt.

Jedoch zeigt es sich, daß diese unstetige Nordwärtsversetzung des Windmaximums im östlichen Atlantik zwischen dem 15. und 16., über Europa zwischen dem 16. und 17., über Mittelasien zwischen dem 19. und 20. und über der Ostküste von Asien zwischen dem 21. und 22. November 1951 erfolgt. Dies demonstriert in schlagender Weise, daß der Einfluß des Wärmevorstoßes, der diese Jetversetzung hervorruft, nach Osten zu fortschreitende Natur besitzt. Dieser Umstand revidiert eine alte Lehrmeinung, daß die Umwandlung einer ausgedehnten Zirkulation in eine mehr um den Pol konzentrierte in allen Meridianen gleichzeitig erfolgt. Die fortschreitende Natur eines solchen Wärmeimpulses ist eine bisher noch nirgends erwähnte Erscheinung. Lediglich kann vermutet werden und dafür liegt einige Evidenz vor, daß solche Wärmeimpulse, wenn sie gleichzeitig ihren Ausgang aus dem westlichen Atlantik und Pazifik nehmen, die Zeitdauer der Errichtung eines High Index verkürzen und eine nahezu gleichzeitig erfolgende Kontraktion des zirkumpolaren Wirbels vortäuschen.

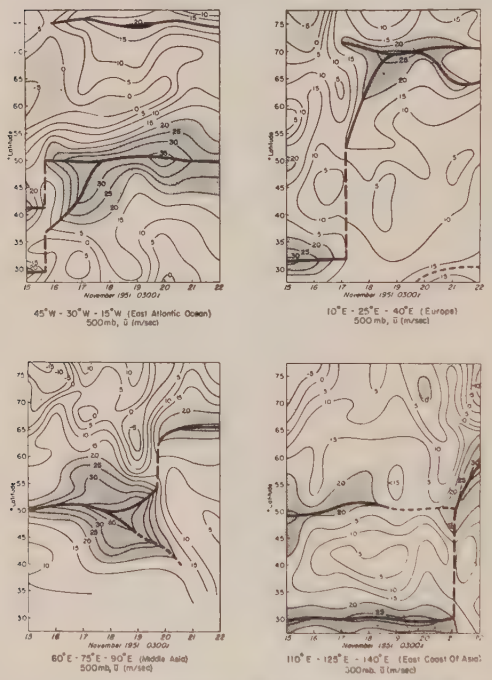

45°W - 30°W - 15°W (East Atlantic Ocean)
500mb, ū (m/sec)
10°E - 25°E - 40°E (Europe)
500 mb, ū (m/sec)
60°E - 75°E - 90°E (Middle Asia)
500mb, ū (m/sec)
110°E - 125°E - 140°E (East Coast Of Asia)
500mb, ū (m/sec)

Abb. 10. Vier Zeitschnitte der zonalen Komponente des geostrophischen Windes (m/sec) im 500 mb-Niveau während der Periode vom 15. bis zum 22. November 1951 03.00. Jeder Zeitschnitt betrifft einen bestimmten, 30 Längengrade umfassenden Sektor der Erde, so wie es unter jedem Bild angegeben ist.

Die Geschwindigkeit, mit der sich eine solche Wärmewelle nach Osten fortbewegt, beträgt etwa 25 Längengrade pro Tag und diese ungewöhnlich schnelle Ostwärtsbewegung kann einerseits durch die hohen Windgeschwindigkeiten zwischen 600 und 300 mb befriedigend erklärt werden oder sie erinnert an das Gruppengeschwindigkeitsphänomen, das durch Rossby diskutiert wurde.

Es sei noch erwähnt, daß diese Wärmevorstöße großräumiger Natur, die scheinbar ihren Ausgang aus dem subtropischen Hochdruckgürtel über den westlichen Teilen der Ozeane nehmen, einen gänzlich anderen Vorgang darstellen, als es die mehr auf kleinere Gebiete beschränkten Warmluftvorstöße in den westlichen Teilen eines Rückens der langen Wellen sind. Bei letzterem Vorgang steigt die Warmluft über den westlichen Teilen der Wellenrücken auf und im Gegensatz dazu sinkt über den westlichen Teilen der Tröge Kaltluft ab, so wie es zahlreiche Detail-

studien von Kaltluftausbrüchen durch Palmén, Nagler und Newton einwandfrei gezeigt haben [5]. Diese letzteren Vorgänge sind an die Ausbildung langer Wellen mit wachsender Amplitude gebunden, wie sie in Perioden von Kaltluftausbrüchen entstehen und zur Ausbildung eines Low Index Typus führen. Im Gegensatz dazu stellen die durch meine Untersuchung nachgewiesenen großräumigen Wärmewellen einen Vorgang dar, der vorhandene lange Wellen großer Amplitude zerstört und während Perioden auftritt, in denen sich ein Low Index Typus in einen High Index Typus umwandelt: sie treten also gerade während der entgegengesetzten Zirkulationsänderungsperioden auf.

Abschließend sei noch erwähnt, daß solche weltweite Änderungen in der Art der zonalen Zirkulation der Erde nicht nur in den Herbstmonaten und frühen Wintermonaten zu beobachten sind. Wohl entstammen alle hier von mir behandelten Fälle diesem Jahreszeitraum, jedoch sind mir auch eine Reihe solcher Fälle aus den Winter- und Frühjahrsmonaten bekannt. Ich werde später auf diese Frage noch eingehen.

Als Zusammenfassung der Ergebnisse dieses ersten Teiles, der sich mit den großräumigen Änderungen bei der Umwandlung eines Low Index in einen High Index beschäftigt, seien folgende charakteristische Merkmale angeführt:

1. Auftreten eines gut ausgebildeten Druckanstieges (speziell nachweisbar im 700 und 500 mb-Niveau) und gleichzeitig auftretende Erwärmung der gesamten Troposphäre über dem subtropischen westlichen Atlantik im Zeitpunkt des Vorhandenseins eines gut entwickelten Low Index Zirkulationstyps.

2. Fortbewegung dieses Einflusses (Wärmewelle) auf einer bevorzugten Zugbahn rund um die Nordhalbkugel mit einer Geschwindigkeit von etwa 20 bis 30 Längengraden pro Tag.

3. Dabei findet eine Umwandlung der vorhandenen Low Index Meridionalzirkulation in eine mehr zonale Zirkulation durch Zerstörung der Kältezungen oder Tröge des Druckfeldes statt, welche unter dem Einfluß des fortschreitenden Wärmevorstoßes einem „cut off-Prozeß" unterworfen werden. Dabei findet eine sukzessive Neubildung von neuen Jetstream-Ästen weiter nordwärts statt, während der früher im Süden vorhandene starke Jetstream an Windstärke verliert und schließlich vergeht. Dieser Gesamteffekt beginnt zuerst über dem Ostatlantik und Osteuropa und dehnt dann seinen Einfluß in einer Reihe von Tagen über ganz Asien aus.

4. Ähnliche Wärmevorstöße können auch aus der westpazifischen Wärmequelle beobachtet werden, meist nachdem der atlantische Vorstoß bereits unterwegs ist. Dies scheint für den pazifischen bzw. nordamerikanischen Kartensektor eine ähnliche Wirkung zu haben, jedoch erscheinen in *dieser* Jahreszeit die atlantischen Wärmevorstöße stärker zu sein.

5. Das Endresultat des Gesamtprozesses ist eine Kontraktion des gesamten zirkumpolaren Wirbels und die Herstellung eines High Index.

Dieser ist gewöhnlich vollendet, wenn nach 7 bis 8 Tagen der fortschreitende Impuls die Ostküste Asiens erreicht hat.

6. Während der Gesamtentwicklung oder Veränderung des Zirkulationstyps findet eine beträchtliche Abkühlung der polaren Troposphäre statt. Meist beobachtet man am Ende einer solchen Periode die Ausbildung eines kräftigen polaren Tiefdruckgebietes in der Bodenkarte.

Diese Ergebnisse, die sich klar aus den Beobachtungstatsachen ableiten lassen, reizen zu Überlegungen über die Ursachen, die eine solche Zerstörung eines Low Index durch Einschub subtropischer Luftmassen aus bevorzugten Gegenden der Erde nach Norden und Nordosten erzwingen. Die Lage dieser bevorzugten Einbruchsgebiete im südwestlichen Atlantik und Pazifik erinnert an die Jacobsschen Karten [6] über den Wärmeumsatz zwischen Ozean und Atmosphäre. Diese Gebiete sind die Stellen, an denen eine maximale Übertragung ozeanischer Wärme an die Atmosphäre stattfindet; sie müssen somit für den Mechanismus der atmosphärischen Zirkulation von ausschlaggebender Bedeutung sein. Namentlich die jahreszeitlichen Unterschiede in diesen Wärmeumsätzen, sowie die Tatsache, daß in diesen Zeiten verstärkten Wärmeumsatzes der Südostpassat der Südhalbkugel auf die Nordhemisphäre übergreift, lassen erwarten, daß gerade aus diesen Gebieten und verstärkt zu diesen Zeiten Wärmevorstöße in die gemäßigten Breiten hinauf stattfinden und als Wärmequelle für die atmosphärische Zirkulation dienen. Manche solche Korrelationen konnten verfolgt werden. Letzten Endes darf man aber auch nicht aus dem Auge verlieren, daß auch extraterrestrische Einflüsse z. B. die Schwankungen in der ultravioletten Sonnenstrahlung vielleicht eine Ursache sein könnten, die diese Quellgebiete anregen, aktiv zu werden. Auch dafür konnte ich ermutigende Belege gewinnen.

2. Die Erscheinungen während der Umwandlung eines High- in einen Low Index-Typus (Periode der Kaltluftausbrüche aus dem Polargebiet).

Im Zeitschnitt des meridionalen Windprofils sind diese vorstehend behandelten Änderungsperioden mit dem Auftreten eines Nordwärtstrendes verbunden. Diese Zeiträume umfassen aber nur einen Teil der beobachteten Schwankungen der allgemeinen Zirkulation und ich sah mich veranlaßt, auch die entgegengesetzten Fälle eines Übergangs von einem High Index zu einem Low Index zu untersuchen. Der High Index Typus schließt mit einer wesentlichen Abkühlung der polaren Atmosphäre ab. Dabei ist der Temperaturgegensatz gegen die mittleren Breiten zu wesentlich verstärkt und die Zirkulation fast rein zonal mit einem starken Windband in den hohen Breiten. Man konnte erwarten, daß an diesen Zustand sich eine Übergangsperiode mit polaren Kältevorstößen anschließen wird, die nun Gegenstand meiner Betrachtungen sein soll.

Ich beginne mit dem Fall vom 27. Oktober 1951, der einen ausgesprochenen High Index zeigt und welcher sich im Laufe von 8 Tagen bis zum 4. November 1951 in einen typischen Low Index verwandelt.

An der Hand von Temperaturanalysen des 500 mb-Niveaus will ich die charakteristischen Änderungen während dieser durch polare Kälteausbrüche gekennzeichneten Änderungsperiode aufzeigen.

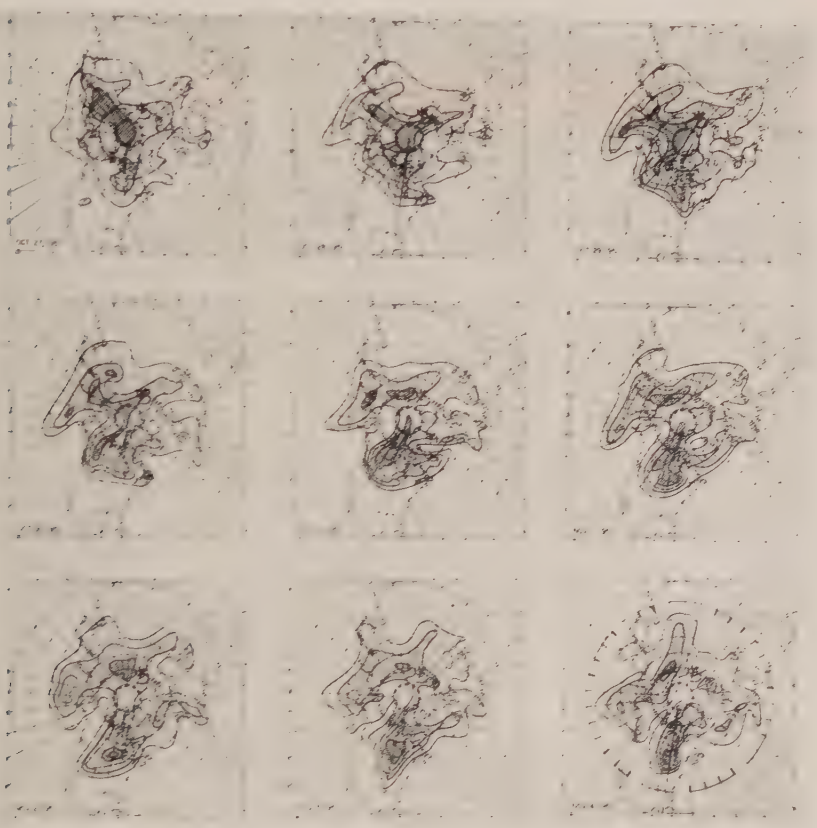


Abb. 11. Tägliche Temperaturfelder des 500 mb-Niveaus für die Periode vom 27. Oktober bis zum 4. November 1951 03,00. Dunkelste Schattierung = tiefer als — 40° C, nächst hellere Schattierung = — 30° bis — 40° C, hellste Schattierung = — 20° bis — 30° C und weiße Fläche = wärmer als — 20° C.

Die Abb. 11 zeigt in Form von neun Bildern diese Temperaturanalysen. Der Ausgangstag (27. Oktober) besitzt die charakteristischen Merkmale einer Temperaturverteilung eines High Index. Eine nahezu kreisförmige Anordnung der Isothermen ist zu beobachten; das Hauptkältezentrum liegt über dem Pol und besitzt die schon früher erwähnte Längserstreckung von dem nördlichen Ostasien über den Pol nach Nordostkanada. Der erste Kälteausbruch erfolgt am 28. Oktober von Nordostasien in den mittleren Pazifik hinein. Die Anbahnung eines weiteren über Alaska und über Nordeuropa ist zu erkennen. Am 29. Oktober

nehmen auch diese weiteren Kälteausbrüche klare Formen an und man kann bereits erkennen, daß die Amplitude der langen Wellen besonders über dem Pazifik zunimmt. Bis zum 1. November zeigt sich in klarer Weise, daß von verschiedener Seite her Warmluft an der westlichen Seite der sich entwickelnden langen Wellen in aufsteigender Bewegung gegen die Polarkalotte vordringt. Dort erfolgt eine Verdrängung der Kaltluft und es spaltet sich das Gebiet der geschlossenen — 40°-Isotherme. Die Kaltluft verlagert sich in bevorzugte Kältezentren, wie Nordostsibirien, Kanada und Nordeuropa. Bis zum 4. November wird dieser Vorgang immer deutlicher und man erkennt, daß nun die Polarkalotte immer weiter mit Warmluft erfüllt wird und einzelne voneinander getrennte Kältezentren etwa ringförmig zwischen den Breitenkreisen 60 bis 70° N über bevorzugten Gegenden der Erde sich ausgebildet haben. Vergleicht man die Temperaturverteilung des Ausgangstages (27. Oktober) mit der 8 Tage später vorhandenen (4. November), so erkennt man einen fundamentalen Unterschied und man versteht, welch eine grundlegende Umgestaltung des Zirkulationstyps während dieser Zeit stattgefunden hat.

Diese Periode ist charakteristisch für einen kurz dauernden Zusammenbruch einer Zonalzirkulation mit Übergang zu einer Meridionalzirkulation. Dies findet im Zeitschnitt des meridionalen Windprofils seinen Ausdruck in der Beendigung eines Nordwärtstrendes und einem relativ raschen (zirka 4 bis 5 Tage später) Auftreten eines neuen relativen Windgeschwindigkeitsmaximums in den niederen Breiten. Man hat den Eindruck, als ob im Diagramm die hohen Windgeschwindigkeiten nahezu unstetig sich von den hohen wieder nach den niedrigen Breiten verlagern. Wegen des mit relativ unsicheren Meldungen belegten asiatischen Kartensektors mittelt man aber meist das meridionale Windprofil nur über den pazifischen, nordamerikanischen, atlantischen und europäischen Kartenteil und vernachlässigt damit den Effekt von Kaltluftausbrüchen über Asien. Wäre man in der Lage, in besserer Weise das Windprofil um die ganze Nordhalbkugel zu mitteln, so würde auch diesen relativ kurz dauernden Ausbruchsperioden im Zeitschnitt ein klarer Südwärtstrend entsprechen. Es mag daher verständlich erscheinen, daß RIEHL und Mitarbeiter während der Aufeinanderfolge von Nordwärtstrenden und solchen kurz dauernden Zusammenbrüchen den Nordwärtstrenden die größere Bedeutung zuerkannt haben. Denn diese treten bei der Mittelung über den Atlantik und Europa einerseits und den Pazifik anderseits im Zeitschnitt klar hervor. Es wäre aber falsch, bei solcher Aufeinanderfolge von Änderungen nur das eine Glied zu beachten.

Eine weitere, jedoch etwas anders geartete Form einer solchen Kälteausbruchsperiode ist diejenige nach einem lang dauernden High Index. Diese Zeitperiode ist gleichbedeutend mit einer lang dauernden kalten Struktur der Polarkalotte und man darf erwarten, daß nach einer solchen mehrere Kälteausbruchsperioden erfolgen und diese kaum von Wärmewellen, wie ich sie im ersten Teil dieser Arbeit beschrieben habe, unterbrochen sein werden. Im Zeitschnitt drückt sich dies im Fehlen klarer Nordwärtstrende aus und eine Folge von gut ausgeprägten und

augenfälligen Südwärtstrenden ist zu beobachten. Ein Beispiel dafür liefert die Abb. 12, die die Zeit vom 3. Dezember bis zum 14. Dezember in Form von sechs Bildern betrifft. Der Ausgangstag (3. Dezember) zeigt die Temperaturverteilung eines Tages ähnlich einem High Index. In den polaren Gegenden ist ein besonders großes Kältezentrum vorhanden. Schon in der Zeit davor fand eine schwere Kälteausbruchsperiode statt und diese wiederholte sich bis zum 14. Dezember. Am 5. Dezember

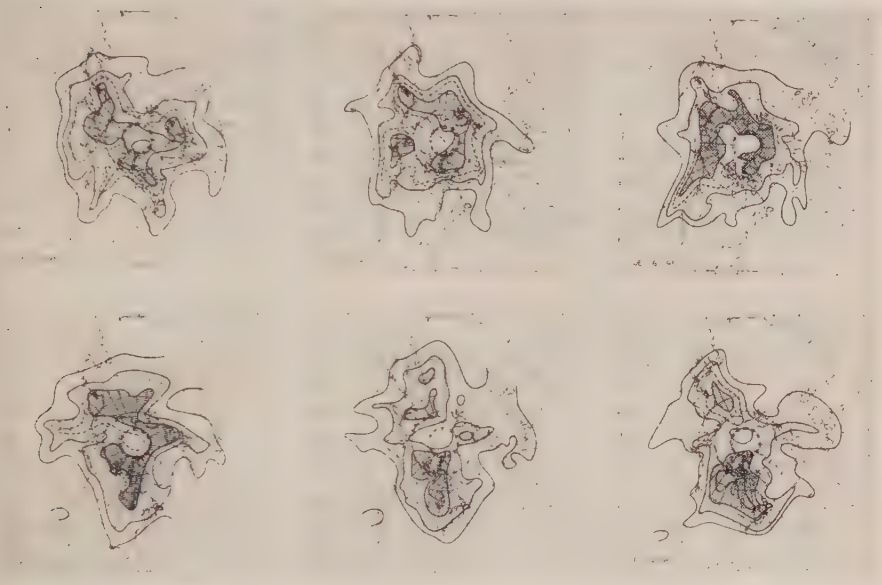


Abb. 12. Wie Abb. 12; für die Periode vom 3. bis zum 6. Dezember und vom 12. bis zum 14. Dezember 1951 03,00.

bereitet sich hart westlich der nordamerikanischen Westküste über Alaska ein solcher schwerer Kälteausbruch vor und erfolgt am 6. Dezember. Die weiteren Bilder vom 12. bis zum 14. Dezember demonstrieren noch einmal die Ausdehnung der Gesamtzirkulation. Die Kältezentren verlagern sich wieder in die bevorzugten Gebiete und die Polarkalotte selbst nimmt warme Struktur an, so daß am 14. Dezember die typische Temperaturverteilung eines Low Index ausgebildet ist. Für eine Änderungsperiode von einem High Index Typ zu einem Low Index Typ (Periode von Kaltluftausbrüchen aus dem Polargebiet) scheinen demnach folgende Eigenschaften charakteristisch zu sein:

1. Nach einem High Index Typ mit besonders kalter Struktur der polaren Tropo- und Stratosphäre (Cold dome) finden Kälteausbrüche aus dem arktischen Raum südwärts statt.

2. Meist beginnen sie über Sibirien und es ergißt sich ein erster Kaltluftausbruch über die Ostküste Asiens hinweg in den westlichen Pazifik.

Dann folgen weitere Ausbrüche von Alaska nach Nordwestkanada und schließlich solche aus dem Grönland-Island-Raum ins europäische Nordmeer oder nach Europa hinein.

3. Ausbildung von Kaltluftzungen und dazwischen auftretenden Wärmevorstößen (die sich grundsätzlich von dem im ersten Teil behandelten großräumigen Wärmewellen unterscheiden). Dies geht parallel mit der Bildung langer Wellen oder Mäanderungen des Jetstreams.

4. In den westlichen Teilen der Wellenrücken dringt warme Luft in aufsteigender Bewegung über mehreren Sektoren der Erde gegen die Polarkalotte vor und erwärmt dort mehr und mehr die polare Troposphäre, sowie auch die polare Stratosphäre. Die Kaltluft wird dabei aus dem Polargebiet verdrängt, zerteilt sich in mehrere Kältezentren und diese verlagern sich südwärts in bevorzugte Gebiete über Nordostsibirien, Nordkanada (Hudson Bay) und Nordeuropa. Aus diesen bevorzugten Kältegebieten stoßen während der Andauer des sich ausbildenden Low Index weitere Kältevorstöße kleinerer Art südwärts vor, was zu gesteigerter Zyklonenbildung während dieser Zeit Veranlassung gibt.

3. Die Verhältnisse über der Polarkalotte während des Ablaufes der großräumigen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation.

Die während solcher Zirkulationsschwankungen ganz einwandfrei zu beobachtenden starken Temperaturschwankungen in der Tropo- und Stratosphäre der Polarkalotte veranlaßte mich, für den gesamten Zeitraum die weit nördlich gelegene Radiosondenstation 082 auf Ellesmere Island in 82° 33′ N und 62° 35′ W mit einer zweimal täglichen Sondierung auszuwählen und an der Hand einer Zeitsektion dieser Sonde die auftretenden Temperaturänderungen über der Polarkalotte zu untersuchen.

Die Abb. 13 zeigt einen Zeitschnitt dieser Sondierungen. Ordinate ist die Höhe (bis 18 km), Abszisse die Zeit (in Tagen). Am unteren Rande ist eine Unterteilung des Gesamtzeitraumes von nahezu 2 Monaten entsprechend den Veränderungen des Zeitschnitts des meridionalen Windprofils und der in ihm auftretenden Trende vorgenommen worden. Es wechseln hier also Zeitabschnitte mit ausgeprägten Low- oder High Index und Zeitabschnitte mit Übergängen von einem zum anderen Typ ab, entsprechend den Fällen, die vorstehend behandelt wurden. Zu Beginn des Monats November (1. bis 4.) während einer Kälteausbruchsperiode (s. Abb. 11) erwärmt sich die polare Troposphäre und gleichzeitig kühlt sich die polare Stratosphäre beträchtlich ab. Die Tropopause hebt sich um nahezu 100 mb. Während des nachfolgenden Low Index (4. bis 6.) wird die außerordentlich warme Struktur der Troposphäre beibehalten. Dann erfolgte eine Änderung des Zirkulationstyps in Form einer großräumigen Wärmewelle um die Erde und der Herstellung eines High Index am 9. November. Man erkennt eine rapide Abkühlung der polaren Troposphäre bei gleichzeitiger starker Erwärmung der Stratosphäre. Die Tropopause sinkt dabei um zirka 200 mb ab. Während der nach-

folgenden High Index Periode kühlt sich wiederum die polare Stratosphäre ab und man erreicht eine cold dome-Situation am 11. November. Dann erfolgt entsprechend den früheren Ausführungen ein erneuter Zusammenbruch des High Index und einer Periode mit Kälteausbrüchen bis zum 13. November. Wieder erwärmt sich die polare Troposphäre und die Stratosphäre kühlt sich bei Hebung der Tropopause ab. Bis zum 15.

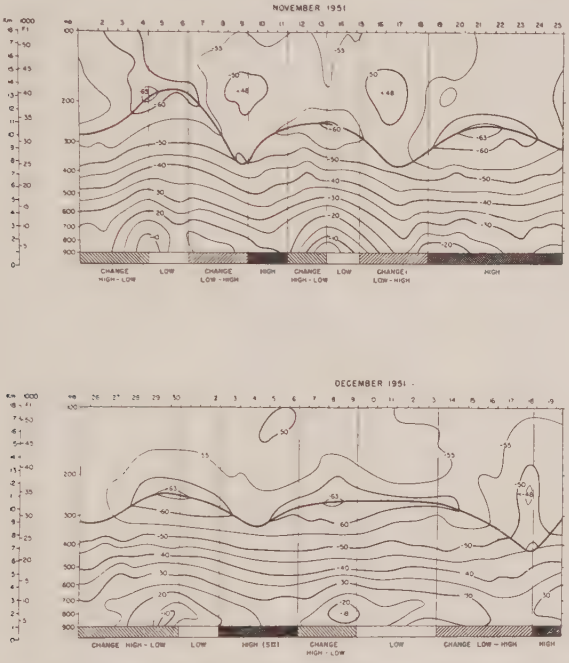


Abb. 13. Zeitschnitt der Temperatur für die Radiosondenstation 082 (Alert auf Ellesmere-Island nordwestlich von Grönland) für November und Dezember 1951. Stark ausgezogene Linie = Tropopause. Die Schattierungen am Unterrand der Bilder geben die Unterscheidung der einzelnen High und Low Index Perioden, sowie der Umwandlungsperioden entsprechend dem Zeitschnitt des meridionalen Windprofils.

hält dann ein gut ausgeprägter Low Index an und wird, ähnlich dem Zeitraum vom 6. bis zum 9., während der Zeit vom 15. bis zum 18. (s. Anfang dieser Arbeit) in einen High Index umgewandelt. Die dabei auftretenden charakteristischen Änderungen über der Polarkalotte treten wieder in gleicher Weise ein.

Die Zeit vom 1. bis zum 18. stellt eine Aufeinanderfolge von zwei Nordwärtstrenden und zwei kurz dauernden Zusammenbrüchen dar. Man erkennt dies an der zweimaligen Hebung und Absenkung der Tropopause, die also eine rhythmische Hebung und Senkung ausführt, entsprechend den Ereignissen, die sich auf der gesamten Nordhalbkugel abspielen.

Vom 18. bis zum 25. folgt dann ein lang dauernder High Index mit besonders kalten Bedingungen in der Gesamtatmosphäre über dem Pol. Die darauffolgenden Kälteausbruchsperioden (Südwärtstrende im Zeitschnitt des meridionalen Windprofils) werden in der Darstellung durch eine zweifache Hebung der Tropopause bei gleichzeitiger starker Erwärmung der polaren Troposphäre sichtbar. Jede solche Kälteausbruchsperiode schließt mit einem länger dauernden Low Index ab (am 30. November bis 2. Dezember und am 9. bis 13. Dezember). Zwischen diesen zwei Perioden ist vom 2. bis zum 6. Dezember eine Periode eingeschlossen, die High Index Charakter besitzt und in der sich wieder eine kalte Troposphäre einstellt. Jedoch ist die Veränderung in der Stratosphäre nicht so stark und die Absenkung der Tropopause nur gering. Es fehlt hier ein klarer Nordwärtstrend oder eine stärkere Wärmewelle rund um die Erde. Im Gegenteil folgt nun gleich anschließend (6. Dezember, s. Abb. 12) die zweite gewaltige Kälteausbruchsperiode. Am Ende des betrachteten Zeitraums (13. bis 18. Dezember) tritt erneut ein klarer Nordwärtstrend, hervorgerufen durch eine großräumige Wärmewelle auf und es treten wieder die gleichen Merkmale einer solchen Änderungsperiode ein: Starke Abkühlung der polaren Troposphäre, starke Erwärmung der Stratosphäre und Absenkung der Tropopause diesmal um zirka 150 mb. Mit dieser Errichtung eines High Index schließt der zweite Zeitraum einer Aufeinanderfolge von Kaltluftausbrüchen ab.

Wenn auch die verwendete Sonde nicht exakt am Pol liegt, so kann sie doch zum engeren Bereich der Polarkalotte gezählt werden und man kann erwarten, daß sie Veränderungen der vertikalen Temperaturverteilung der Polarkalotte wenigstens annähernd wiedergibt. Zum Zeitpunkte dieser Untersuchung war der Nordpol noch nicht mit einer Sonde belegt und heutzutage ließe sich die Nordpolsonde als geeignetes Hilfsmittel zur Typisierung vorhandener Zirkulationsänderungen verwenden.

Folgende charakteristische Eigenschaften des thermischen Verhaltens der Polarkalotte konnten im Zusammenhang mit großräumigen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation gewonnen werden:

1. Während der Zeiten von Warmluftvorstößen bzw. Wärmewellen aus den bevorzugten Quellgebieten des westlichen subtropischen Atlantiks oder Pazifiks (Änderungen von Low Index zu High Index) findet eine fortwährende Abkühlung der polaren Troposphäre bei gleichzeitiger Erwärmung der Stratosphäre statt. Die polare Tropopause senkt sich beträchtlich.

2. Während der nachfolgenden High Index Periode stellt sich eine kalte Struktur der Gesamtatmosphäre über dem Pol ein und dann erfolgen Kälteausbrüche aus den Polargebieten.

Besonders lang anhaltende kalte Struktur über den polaren Gebieten (6 bis 10 Tage) resultiert in einer Aufeinanderfolge von Kälteausbruchsperioden größeren Stils (Südwärtstrende nach Riehl). Sonst finden nur relativ kurz dauernde (3 bis 5 Tage) Umwandlungsperioden vom High Index zum Low Index (kurze Zusammenbrüche der Zonalzirkulation nach Riehl) statt.

3. Bei der entstehenden großen Mäanderung des Jetstreams während der Errichtung und Andauer des Low Index findet Warmluftadvektion nach Norden zu statt und das ist die Ursache der stetig zunehmenden Erwärmung der polaren Troposphäre und gleichzeitigen starken Hebung der Tropopause. Schon aus Kontinuitätsgründen muß die Luft über dem Polargebiet absinken, was die Erwärmung noch steigert.

4. Damit ist der Höhepunkt des Low Index erreicht und eine warme Polarkalotte vorhanden. Die Kältegebiete liegen nun exzentrisch zum Pol und als Folge davon erkennen wir eine starke Meridionalzirkulation.

5. Nun beginnt das Spiel wieder von vorne: Auftreten eines Impulses warmer Luft aus den Subtropen und Abschnürung oder Zerstörung der Kaltluftzungen. Im cut off-Prozeß bleibt ein Teil der Kaltluft als selbständige Kaltlufttropfen in den Subtropen und vergeht dort allmählich. Die nördlichen Kaltluftmassen schieben sich gegen den Pol und bedingen eine Abkühlung der polaren Troposphäre. Diese Advektion kalter Luft aus den exzentrisch um den Pol gelagerten Kältegebieten ist sicherlich nicht die einzige Ursache für die fortschreitende polare Abkühlung. Auch dynamische Vorgänge und Ausstrahlung werden daran beteiligt sein. Das Fehlen von Warmluft während dieser Zeit fördert die Wolkenarmut über dem Polargebiet und führt sicherlich zu starker Ausstrahlung.

6. In dieser Weise wird der Low Index allmählich völlig zerstört. Die Zonalzirkulation kommt in vollen Gang und der High Index ist hergestellt.

4. Schlußbemerkungen.

So greifen in logischer Folge alle Ereignisse in den verschiedenen Gebieten der Erde ineinander, wodurch die unperiodischen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre verständlich werden. Die atmosphärische Zirkulation der polaren und der gemäßigten Breiten der Erde erscheint als ein Wechselspiel zwischen den kalten Polargebieten und den warmen Subtropen. Es scheint ein stationärer Zustand zwischen diesen beiden Zonen nicht möglich zu sein und sich nur durch einen Wechsel extremer Lagen in Form von Zirkulationstypen abzuspielen. Der eine Typus ist mehr zonal ausgebildet mit einem kalten Pol, warmen gemäßigten Breiten und starkem, weit nördlich verlaufendem Windband. Der andere Typus ist meridional ausgerichtet und zeigt dementsprechenden großen Meridionalaustausch mit stark mäanderndem Windband. Die Polarkalotte zeigt warme Struktur und die Gebiete größter Kälte liegen exzentrisch zum Pol, etwa zwischen dem 65. und 75. Breitenkreis. Beide Typen sind nicht stabil und können sich daher nicht längere Zeit hindurch halten und ihr Zusammenbruch bzw. ihre Umwandlung in den anderen Typus hängt von der Intensität der vorhandenen Wärme- und Kältequellen ab, wobei extraterrestrische unperiodische Änderungen der Strahlung die Ergiebigkeit dieser Quellen beeinflussen können. Leider weiß man zu wenig, wie und wo sich der Haupteffekt der Sonnenstrahlung in der Erdatmosphäre bemerkbar macht und wie er in die

Ergiebigkeit der Wärme- und Kältequellen als operierender Faktor eingreift. Manchmal erfolgen die Umwandlungen der Zirkulation mit ihren Grundtypen in regelmäßiger Folge und bedingen langperiodische Witterungsänderungen, die oft beobachtet und untersucht wurden. Oft sind diese Übergänge von einem zum anderen Typus aber plötzlich und lassen eine Regelmäßigkeit ihrer zeitlichen Wiederkehr vermissen. Diese Unregelmäßigkeiten sind für die Langfristprognose wohl unangenehm, jedoch ist dieser Umstand nicht das Entscheidende. Vielmehr ist wichtig, daß sich die Typisierung immer wieder in charakteristischer Folge einstellt und das Eintreten typischer Merkmale in den verschiedenen Gegenden der Welt eine Vorbereitung auf kommende Ereignisse und damit eine Vorausschau auf die zukünftige Entwicklung möglich macht.

Eine Klarstellung der typischen Temperaturverteilungen während Low und High Index und eine Untersuchung über die Temperaturveränderungen während der Übergänge von einem in den anderen Typus soll einer weiteren Arbeit vorbehalten bleiben. Sie wird eine Klärung darüber bringen, in welcher Weise während der verschiedenen Umwandlungsperioden Kalt- und Warmluft ineinandergreifen, und auch einen anschaulichen Beleg über das dreidimensionale Verhalten derselben liefern.

Diese aus der synoptischen Erfahrung erzielten Anschauungen über die Wirkungsweise der atmosphärischen Wärmemaschine benötigen nun auch noch einen zahlenmäßigen Nachweis. Einen solchen habe ich durch planimetrische Ausmessung bestimmter charakteristischer Linien des Druck- und Temperaturfeldes zu gewinnen versucht. Ich darf den Ergebnissen dieser weiteren Untersuchung, die von mir während meines Aufenthaltes am Department of Meteorology der Universität in Los Angeles im Herbst 1952 gewonnen wurden, insoweit vorgreifen, als in ihnen alle vorstehend beschriebenen Anschauungen auch in objektiver gemessener Weise bestätigt wurden.

Die ungeheure Arbeit für die Bearbeitung eines großen weltweiten synoptischen Materials und die Vielfalt der in der Atmosphäre vorhandenen Ereignisse lassen eine Zusammenschau des Gesamtprozesses nur schwer zu und es werden immer Lücken bleiben, deren Klärung weiteren Studien vorbehalten bleiben muß. Solche weltweite Studien haben aber einen Vorteil, nämlich die atmosphärischen Phänomene als Gesamtprozeß beurteilen zu lernen und damit Einblick in die grundlegenden Probleme der großräumigen Meteorologie zu gewinnen. Ein solcher Einblick ist unerläßlich für die weitere auf sektorieller Basis arbeitende und sich mit viel detaillierterer Synoptik beschäftigende praktische Meteorologie. Diese Detailarbeit wird uns auch in der Zukunft durch solche Untersuchungen nicht erspart bleiben; jedoch liefern nur derartige Untersuchungen die Grundlagen für eine lang- und mittelfristige Prognose und geben dem Prognostiker ein Mittel an die Hand, bei der Detailprognose rechtzeitig reagieren zu lernen.

Der Autor ist für die großzügige Bereitstellung des enormen Materials dem Meteorologischen Department der Universität Chicago zu besonderem

Dank verpflichtet. Er erlaubt sich weiterhin seinen Dank für die vielen Anregungen durch Prof. C. G. Rossby und Prof. Palmén auszusprechen, sowie für die Anregungen während des großen Kurses unter der Leitung von Prof. Riehl an dieser Stelle zu danken.

Literaturverzeichnis.

1. Willett, H. C.: Descriptive Meteorology. New York, 1944, 142—149.
2. Riehl, H., T. C. Yeh, and N. E. LaSeur: A study of variations of the general circulation. J. Meteorol. 7, 181—194 (1950).
3. Riehl, H. und Mitarb.: Forecasting in Middle Latidudes. Meteorological Monographs 1, Nr. 5 (1952).
4. Alaka, M. A., C. L. Jordan, R. J. Renard edited by H. Riehl: The Jet Stream, A technical report between Project "Arowa" of the Bur. of Aeronautics and the Univ. of Chicago, Juni 1953.
5. Palmén, E.: The Aerology of Extratropical Disturbances. Compendium of Meteorology, 599—620 (1951).
Palmén, E. und C. W. Newton: On the three dimensional motions in an outbreak of polar air. J. Meteorol. 8, 25—39 (1951).
Palmén, E.: On dynamics of outbreaks of cold air in the Westerlies. The Univ. of Chicago, final report on the General Circ. Project, Juni 1953.
6. Jacobs, W. C.: Large-Scale Aspects of Energy Transformation over the Oceans. Compendium of Meteorology, 1057—1070 (1951).
Siehe in diesem Zusammenhang auch:
Sverdrup, H. U.: Evaporation from the Oceans. Compendium of meteorology, 1071—1081 (1951).
— Oceanography for Meteorologists. New York, 1942.
Wexler, H.: Determination of the normal regions of heating and cooling in the atmosphere by means of aerological data. J. Meteorol. 1, 22—28 (1944).

551.513.2:551.524.7

(Aus dem Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck und der Wetterdienststelle Innsbruck der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien[1].)

Über charakteristische Meridionalschnitte der Temperatur für High und Low Index-Typen der allgemeinen Zirkulation und über die Temperaturänderungen während ihrer Umwandlungsperioden.

Von

F. Defant, Innsbruck.

Mit 8 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Die folgende Untersuchung bildet eine Ergänzung zu einer Untersuchung über die Vorgänge, die bei Schwankungen der allgemeinen Zirkulation, im Zusammenhang mit einer Umwandlung von High Index zum Low Index und umgekehrt, in den mittleren und hohen Breiten der Nordhalbkugel vor sich gehen. Zur Illustrierung, wie diese Vorgänge in dem ganzen Atmosphärenraum sich abspielen, wurden bestimmte Perioden ausgewählt, die mit typischen High- oder Low Index-Zuständen beginnen und abschließen. Für die Einzeltage dieser Abschnitte wurden, um die ganze Erde gemittelt, Meridionalschnitte der Temperatur für alle Höhenschichten der Atmosphäre gebildet und deren charakteristische Formen besprochen. Weiterhin wurden die Änderungen der Temperatur zwischen Anfang und Ende der Zeiträume ermittelt und die sich zeigenden wesentlichen Unterschiede beim Übergang vom High- zum Low Index-Typ und umgekehrt diskutiert. Die Temperaturänderungen geben auch Aufschluß über die in der Atmosphäre vor sich gehenden Vertikalbewegungen in den einzelnen Breitenzonen und runden so das Bild des Ablaufs der Zirkulationsschwankungen ab.

Erstens zeigten sich ganz charakteristische Unterschiede in den mittleren Meridionalschnitten bei High- und Low Index. Bei High Index findet man, entsprechend dem zonalen Charakter desselben, klare eindeutige Meridionalprofile vor. Bei Low Index sind diese komplizierter, da durch die Mittel-

[1] Eine zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse dieser Untersuchung ist in englischer Sprache in einem „Technical report to Office of Naval Research Contract N 6 ori-20 Task Order II Project NR 082 003 May 1953, the University of Chicago, Dept. of Meteorology" erschienen.

bildung längs der Breitenkreise eine Überlagerung der Kältezungen und Wärmerücken stattfindet, wodurch das Mittelprofil nicht ganz repräsentativ ausfällt. Trennt man bei der Mittelung Kältezungen von Wärmerücken, dann ergeben sich für diese Teilgebiete klare eindeutige Profile, die die Bedingungen des Low Index besser zeigen.

Der Vergleich dieser Profile (Temperaturänderungsschnitte) zeigt als Hauptergebnis neben anderem, daß bei Übergängen von einem Low Index- zu einem High Index-Typ die Meridionalzirkulationen bei starker Abkühlung der Polarkalotte und Erwärmung der mittleren und niedrigen Breitenzonen der Erde allmählich verschwinden. In der Hauptsache reduziert sich die Zirkulation auf zonale Bewegungsvorgänge. Im Gegensatz dazu entwickeln sich bei einem Übergang von einem High- zu einem Low Index-Typ immer mehr Meridionalzirkulationsäste mit absteigender Luftbewegung innerhalb der Kältevorstöße und aufsteigender Luftbewegung in den westlichen Teilen der warmen Rückengebiete. Im Mittel über die ganze Erde erscheint auf diese Weise eine idealisierte Meridionalzirkulation, die in Wirklichkeit in meridionale Zirkulationen aufgespalten ist. Hierbei erwärmen sich einerseits durch Advektion warmer Luft aus den mittleren Breiten die höhere polare Atmosphäre und in der Folge durch Absinken auch die unteren Schichten derselben. Anderseits zerteilt sich das polare Kältezentrum und verlagert sich in bevorzugte Gegenden der Erde, etwa zwischen dem 65. und 75. Breitenkreis.

Summary. This paper is a supplement to a study on processes occurring with variations of the general circulation, in connection with a transformation of a High Index into a Low Index and vice versa, in medium and high latitudes of the Northern Hemisphere. To illustrate the mechanism of these processes in the whole space of the atmosphere certain periods beginning and ending with typical High Index and Low Index states were chosen. For every day of these periods meridional profiles of temperature averaged around the whole earth were calculated for all levels of the atmosphere and their characteristic forms discussed. Furthermore, the variations of temperature between the beginning and the end of the periods were established and the essential differences of transitions from the High to the Low Index type and vice versa discussed. The temperature variations explain also the vertical movements in the atmosphere of the different zones of latitude thereby completing the scheme of the variations of the circulation.

In the first place characteristic differences of the average meridional profiles were found between High and Low Index. With High Index, according to its zonal character, clear and well defined meridional profiles exist. With Low Index they are more complicated as, by averaging along the parallels of latitude, superimposing of cold tongues and warm ridges takes place to the effect that the average profile becomes not quite representative. By seperately averaging cold tongues and warm air ridges well defined profiles result giving a clearer pattern of the Low Index conditions.

Comparison of these profiles (of temperature variations) shows as principal result, besides others, that transitions from a Low Index to a High Index type are connected with meridional circulations gradually disappearing, with strong cooling of the polar cap, and warming of the zones in medium and low latitudes. The circulation is then reduced principally to processes of zonal movements. Adversely, with transitions from a High to a Low Index type, more and more branches of meridional circulation develop with descending

air within the cold tongues and rising air in the western parts of the warm ridges. Thus, averaged over the whole earth, an idealized meridional circulation appears which, in reality, is split up in different meridional circulations. On the one hand the higher polar atmosphere becomes warmer by advection of warm air from medium latitudes, with subsequent warming also of the lower layers by sinking, on the other hand the polar center of cold air breaks up moving to preferred regions of the earth, generally between the 65th and the 75th parallel.

Résumé. Il s'agit d'un complément d'une étude consacrée aux phénomènes accompagnant les grandes modifications de la circulation atmosphérique générale lors de la transformation d'un type «high index» en un type «low index» et vice versa. Dans le but d'illustrer ces phénomènes, on a choisi certaines périodes débutant et finissant par des états high ou low index typiques. On a établi pour chaque jour des profils méridiens de température tout autour de la Terre pour toutes les couches de l'atmosphère et on a discuté leurs formes caractéristiques; puis on a considéré les variations de température du début à la fin des périodes, ainsi que leur comportement différent au passage d'un type à l'autre. Ces variations de température renseignent également sur les mouvements verticaux dans les différentes zones de latitude et parfont l'image des modifications de la circulation.

Il existe d'abord des différences tout à fait caractéristiques des profils méridiens pour les types high index et low index. Dans le premier cas on trouve des profils simples, correspondant à la nature zonale du type; dans le second ils sont plus compliqués par suite de la superposition, par le calcul des moyennes, des langues froides et chaudes le long des parallèles, de sorte que le profil moyen n'est plus absolument représentatif. En séparant les bandes froides et chaudes dans le calcul des moyennes, on obtient alors pour chacune de ces bandes des profils simples reflétant mieux la structure du type low index.

La comparaison de ces profils conduit, entre autres, au résultat suivant. En passant du type low index au type high index, les circulations méridiennes disparaissent peu à peu tandis que la calotte polaire se refroidit fortement et que les zones terrestres moyennes et basses se réchauffent; la circulation se réduit essentiellement à des mouvements zonaux. En passant d'un type high index à un type low index, des secteurs à circulation méridienne se développent toujours plus, avec mouvement descendant à l'intérieur des langues froides et ascendant dans la partie occidentale des domaines chauds. En moyenne apparaît de la sorte sur toute la Terre une circulation méridienne d'ensemble se composant en réalité de branches individuelles distinctes. D'une part l'atmosphère polaire supérieure se réchauffe par advection d'air chaud venant des latitudes moyennes, ensuite également dans ses couches basses par subsidence. D'autre part le centre froid polaire se divise et se répartit dans certaines régions privilégiées du globe, à peu près entre les parallèles de 65° et de 75°.

In einer früheren Untersuchung habe ich versucht, an Hand der Bearbeitung eines weltweiten Beobachtungsmaterials der Herbst- und frühen Wintermonate 1951 die unperiodischen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre zu studieren.

Dabei kam es vor allem auf die grundsätzliche Unterscheidung zwischen einer mehr um den Pol konzentrierten Zonalzirkulation und

einer im Gegensatz dazu weit ausgedehnten Meridionalzirkulation an. Der erstere Typ, *High Index* genannt, zeichnet sich durch eine kalte Struktur der polaren Atmosphäre mit dort tiefliegender Tropopause aus. Die niederen, mittleren und nördlichen mittleren Breitenzonen der Erde besitzen bei Vorhandensein eines High Index eine relativ warme Struktur der Troposphäre mit hochliegender Tropopause. Der Tropopausenabfall von der äquatorialen hohen zur polaren tiefen Tropopausenlage erfolgt relativ weit nördlich: Im Mittel um die gesamte Nordhalbkugel etwa zwischen dem 50. und 60. Breitenkreis.

Der andere Typus ist durch eine Meridionalzirkulation charakterisiert. Starke Kältezungen dringen weit südwärts vor und zwischen ihnen sind eingeschobene warme Vorstöße nach Norden vorhanden. Dies ist gleichbedeutend mit dem Vorhandensein von langen Wellen im oberen Druckfeld der Troposphäre, wobei die Tröge desselben an ihrer Westseite die kalten Zungen, die Rücken desselben an ihrer Westseite die warmen Einschubgebiete enthalten. Die Amplitude dieser Wellen ist meist beträchtlich. Es wurde festgestellt, daß das Hauptkältezentrum, von dem diese Kaltluftzungen ihren Ausgang nehmen, nicht mehr die Polarkalotte selbst ist, sondern daß sich das bei High Index über der Polarkalotte liegende Kältezentrum in Teile gespalten hat, welche sich exzentrisch zum Pol in bevorzugten Gebieten der Erde aufhalten (Nordostasien, Nordostkanada und Nordeuropa). Dieser Typus trägt den Namen *Low Index*.

Es ist nun meine Absicht, aus dem früher erwähnten Material charakteristische Tage auszuwählen und für diese durch Mittelung der aus verschiedenen Höhenniveaus entnommenen Temperaturwerte über die gesamte Nordhalbkugel gemittelte Meridionalschnitte für High Index und Low Index zu konstruieren.

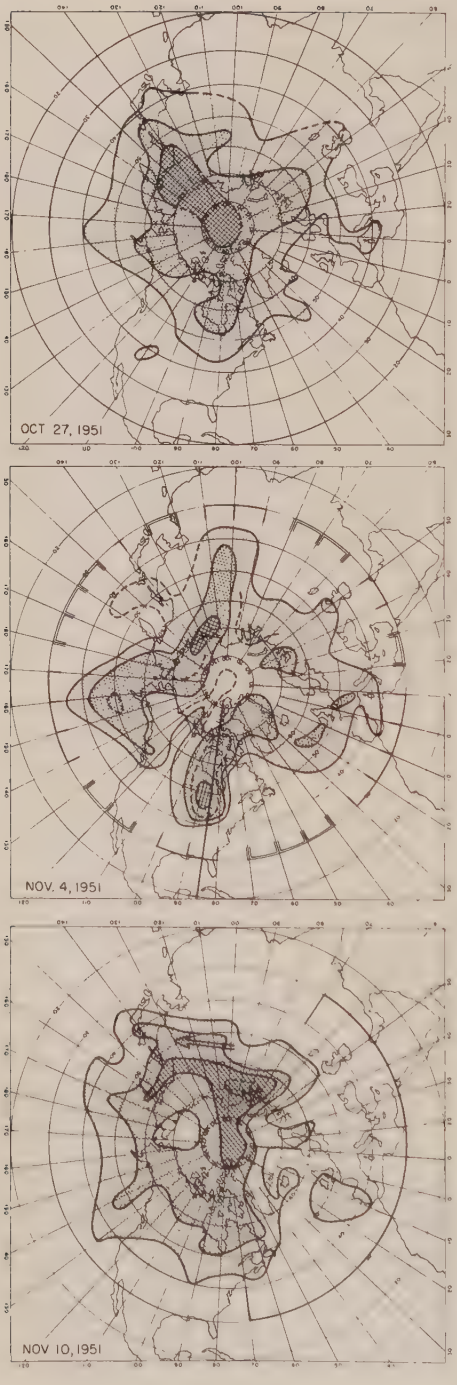
Weiterhin ist beabsichtigt, durch Vergleich dieser mittleren Meridionalschnitte der Temperatur Aufschluß darüber zu gewinnen, in welcher Weise und in welchen Räumen sich bei Veränderungen von High zu Low Index und umgekehrt die Temperatur im Mittel verändert.

Zu diesem Zweck wurden folgende charakteristische Temperaturverteilungen des 500 mb-Niveaus[1] ausgewählt:

1. High Index-Typus am 27. Oktober 1951.
2. Low Index-Typus am 4. November 1951.
3. High Index-Typus am 10. November 1951.

Diese drei Temperaturanalysen zeigt die Abb. 1. In dieser Weise sind die Endtage bestimmter Änderungsperioden der allgemeinen Zirkulation erfaßt: Und zwar stellt der Zeitraum vom 27. Oktober bis zum 4. November eine Kälteausbruchsperiode (Veränderung eines High Index in einen Low Index bzw. einen Abbruch eines Nordwärtstrendes im Norden und Beginn eines neuen Nordwärtstrendes im Süden im Zeitschnitt des meridionalen Windprofils) dar. Im Gegensatz dazu stellt der Zeitraum vom 4. bis 10. November 1951 eine Änderungsperiode

[1] Alle Karten dieser Arbeit beziehen sich auf den Termin 03,00.



dar, während deren Andauer ein anfänglich bestehender Low Index durch eine um die Erde fortschreitende Wärmewelle in einen High Index umgewandelt wird (Nordwärtstrend im Zeitschnitt des meridionalen Windprofils). Beide Änderungsperioden haben in der früheren Arbeit [*2*] eine eingehende Darlegung erfahren.

Von diesen 3 Tagen wurden aus den Temperaturanalysen der Bodenkarte und des 850, 700, 500, 400, 300 und 200 mb-Niveaus die Temperaturwerte längs aller 5°-Meridiane für alle um je 5° verschiedenen Breitenkreise von 30° N bis 90° N entnommen. Die Aufmittelung über alle Meridiane der Erde liefert die drei mittleren meridionalen Temperaturschnitte, die in Abb. 2 dargestellt sind.

Man erkennt, daß der Schnitt des 27. Oktober die charakteristischen Merkmale eines typischen High Index gut zum Ausdruck bringt. Von einer hohen äquatorialen Tropopause, welche bis 45° N vorhanden ist, mit einer darunter erkennbaren relativ warmen Struktur der Troposphäre erfolgt ein Abfall der Tropopause zwischen 45° und 60° N und von dort an bis zum Pol verbleibt die Tropopause tief und senkt sich über den Pol selbst

Abb. 1. Drei Temperaturfelder des 500 mb-Niveaus für den 27. Oktober, den 4. November und den 10. November 1951 03,00. Dunkelste Schattierung = tiefer als −40° C, nächst hellere Schattierung = −30° bis −40° C, hellste Schattierung = −20° bis −30° C und weiße Fläche = höher als −20° C.

noch weiter ab. Das Hauptkältezentrum liegt eindeutig über der Polarkalotte selbst.

Ähnliche Struktur zeigt der Meridionalschnitt für den 10. November, der ja wieder für einen High Index charakteristisch sein soll. Man erkennt am Abfall der Tropopause von 40° bis 55° N, daß dieser High Index etwas schwächer ausgebildet ist; jedoch sind grundlegende Unterschiede nicht vorhanden.

Einen gänzlich anderen Meridionalschnitt der Temperatur liefert der 4. November (Low Index). In diesem Schnitt erfolgt der Abfall der Tropopause bereits von 35° bis 44° N, also relativ weit südlich und von dort an verbleibt die Tropopause tief und senkt sich etwa beim 70. Breitengrad noch weiter ab. Die gesamte Troposphäre besitzt vom 45. bis zum 75. Breitengrad relativ kalte Struktur und man kann eindeutig das Zentrum größter Kälte rund um den 70. Breitenkreis in einer Absenkung der Isothermen erkennen. Besonders ist dies in den Schichten über 700 mb der Fall. Von 70° N bis zum Pol steigt aber die Tropopause wieder an und man erkennt eine beträchtlich wärmere Struktur der polaren Troposphäre.

Schon mit diesem Schnitt wird die in früheren Arbeiten [*1*, *2*] geäußerte Ansicht, daß während der Ausbildung eines Low Index in den westlichen Teilen der Rücken der sich ausbildenden langen Wellen Warmluft gegen den Pol advehiert und die polare Troposphäre erwärmt wird, auch zahlenmäßig bestätigt.

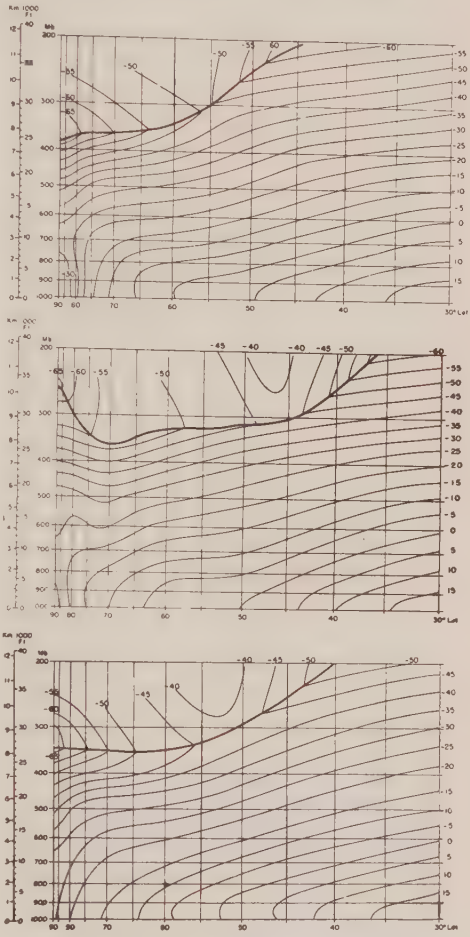


Abb. 2. Mittlerer meridionaler Temperaturschnitt für einen typischen High Index (27. Oktober 1951 03,00) (oberes Bild) und wieder für einen typischen High Index (10. November 1951 03,00) (unteres Bild). Temperaturmittel um die ganze Erde. Starke Linie = Tropopause. Mittlerer meridionaler Temperaturschnitt für einen typischen Low Index (4. November 1951 03,00) (mittleres Bild). Temperaturmittel um die ganze Erde.

Während gegen die Aufmittelung der Temperaturwerte aller Meridiane während eines High Index mit seiner charakteristischen zonalen An-

ordnung der Linien gleicher Temperatur, die den Breitenkreisen nahezu parallel verlaufen, grundsätzlich nichts einzuwenden ist und der aus einer solchen Mittelung resultierende mittlere Meridionalschnitt daher den High Index in ausgezeichneter Weise wiedergeben muß, bestehen gegen die Mittelung im Falle eines Low Index beträchtliche Bedenken.

Der Low Index besitzt, wie schon vorstehend erwähnt und wie die Abb. 1 (s. 4. November) eindeutig zeigt, beträchtliche meridionale Unterschiede in den Temperaturverhältnissen. Die Aufmittelung der Temperaturen längs eines Breitenkreises über alle 5°-Meridiane muß, da man dabei tiefe und hohe Temperaturwerte zu einem Mittel zusammenfaßt, zu einem unrepräsentativen und nicht sehr typischen mittleren Meridionalschnitt der Temperatur führen. So liefert also das Bild des 4. November in Abb. 2 eine für einen Low Index aus obigen Gründen nicht genügend deutliche Temperaturverteilung. Diese Schwierigkeit ist nicht nur bei einer Aufmittelung von Temperaturwerten, sondern auch selbstverständlich bei einer solchen von Druck- oder Windgeschwindigkeitswerten vorhanden und verdient besondere Berücksichtigung bei der Deutung von Ergebnissen, die man aus einer solchen Mittelung ableitet. (Man denke dabei an die Mittelung der Windgeschwindigkeitswerte zur Konstruktion eines Zeitschnittes des meridionalen Windprofils.)

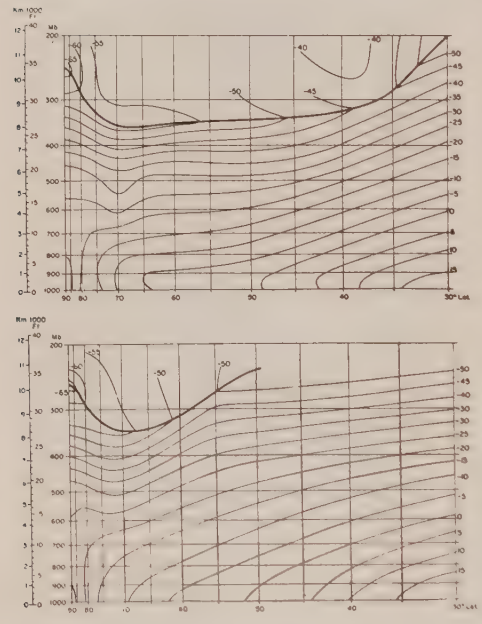


Abb. 3. Mittlerer meridionaler Temperaturschnitt für den typischen Low Index (4. November 1951 03,00). Oberes Bild: Mittelung nur über Meridiane mit kalten Bedingungen (Kaltluftzungen). Unteres Bild: Mittelung nur über Meridiane mit warmen Bedingungen (warme Rückengebiete).

Um diese Schwierigkeiten auszuschalten, wurde folgender Weg beschritten. Es wurden die Meridiane, die durch die Kaltluftzungen verlaufen, von den Meridianen, welche durch die warmen Rücken verlaufen, getrennt (s. dazu Angabe am Außenrand der Abb. 1, Bild des 4. November).

Eine Aufmittelung der Temperaturwerte der kalten Meridiane, gesondert von denjenigen mit warmen Temperaturen, führt zu einer Zweiteilung des Low Index-Meridionalschnittes. Diese beiden Schnitte zeigt die Abb. 3.

Der erstere Schnitt zeigt die mittleren Temperaturverhältnisse im Low Index-Falle, welche für die Kaltluftzungen Gültigkeit besitzen.

Nunmehr erfolgt der Abfall der Tropopause ganz im Süden zwischen 30° und 35° N. so wie es der weiten Südwärtserstreckung der vorhandenen Kaltluftzungen entspricht. Von 35° N bis 75° N erkennt man eine tiefe Tropopause und eine darunter vorhandene sehr kalte Struktur der Troposphäre. Besonders deutlich kommt jetzt das exzentrisch zum Pol liegende Kältezentrum in der Gegend des 70. Breitenkreises und speziell vom 600 bis zum 400 mb-Niveau im Schnitt zum Ausdruck. Von 75° bis zum Pol erkennt man unverändert die Hebung der Tropopause, die am Pol die gewaltige Höhe von 250 mb oder zirka 11 km erreicht. Die polare Troposphäre bleibt selbstverständlich bei dieser Art der Mittelung unverändert warm.

Das zweite Bild der Abb. 3 zeigt die Temperaturverhältnisse, welche im Falle des Low Index in den Rückengebieten der vorhandenen langen Wellen vorhanden sind. Hier erkennt man die warme Struktur der südlichen und mittleren Breiten, deren raschen Übergang zur kalten Struktur des Kältezentrums zwischen 70° und 75° N und den erneuten Übergang zum unverändert warmen Pol.

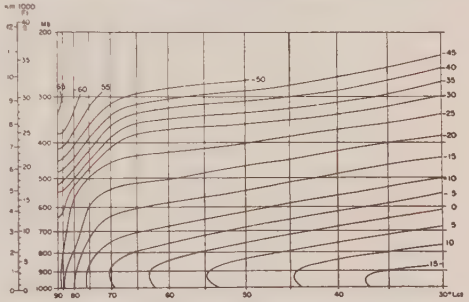


Abb. 4. Mittlerer meridionaler Temperaturschnitt für den typischen High Index (10. November 1951 03,00). Mittelung nur über den Meridianbereich von 70° W bis 70° E (stark erwärmtes Gebiet des östlichen Atlantik von Europa und Asien, s. Abb. 1).

Die Addition der beiden Bilder der Abb. 3 liefert den mehr ausgeglichenen und daher etwas wenig repräsentativen Low Index-Meridionalschnitt der Abb. 2, Mitte.

In früheren Arbeiten [*1*, *2*] schilderte ich den Einfluß einer um die Erde wandernden und großräumig wirksamen Wärmewelle bei der Errichtung eines High Index. Dabei betonte ich die Asymmetrie des zirkumpolaren Wirbels, die dadurch entsteht, daß der Einfluß einer solchen Wärmewelle besonders über dem atlantischen, europäischen und asiatischen Kartenteil sich bemerkbar macht und sich dabei der Kältepol exzentrisch nach Nordostasien verlagert. In diesen vorstehend erwähnten Gebieten wird die Wirkung der Wärmewelle besonders fühlbar und es erschien mir daher wünschenswert, einen nur für diesen 140 Längengrade der Nordhalbkugel umfassenden Teil der Karte des 10. November (High Index nach Wirkung der Wärmewelle) zu besitzen (s. dazu den am Rande der Abb. 1, 10. November angegebenen Mittelungsbereich).

Diesen Meridionalschnitt der Temperatur zeigt die Abb. 4. Die ungeheuer warme Struktur von 30° N bis 75° N in der gesamten Troposphäre sind wohl ein eindeutiger Beweis für die enorme Wirkung einer solchen Wärmewelle. Vergleicht man etwa die Höhenlage der — 25°-Isotherme in 60° Breite, die in diesem Bild in 425 mb zu finden ist, mit derjenigen des Low Index-Bildes, so erkennt man, daß dort diese spezielle Isotherme in 520 mb zu finden ist, also fast 100 mb tiefer liegt. Eine

Tropopause zu identifizieren, ist fast nicht möglich, da sie über 300 mb aufscheint. Das Hauptkältezentrum erscheint in der Darstellung wohl

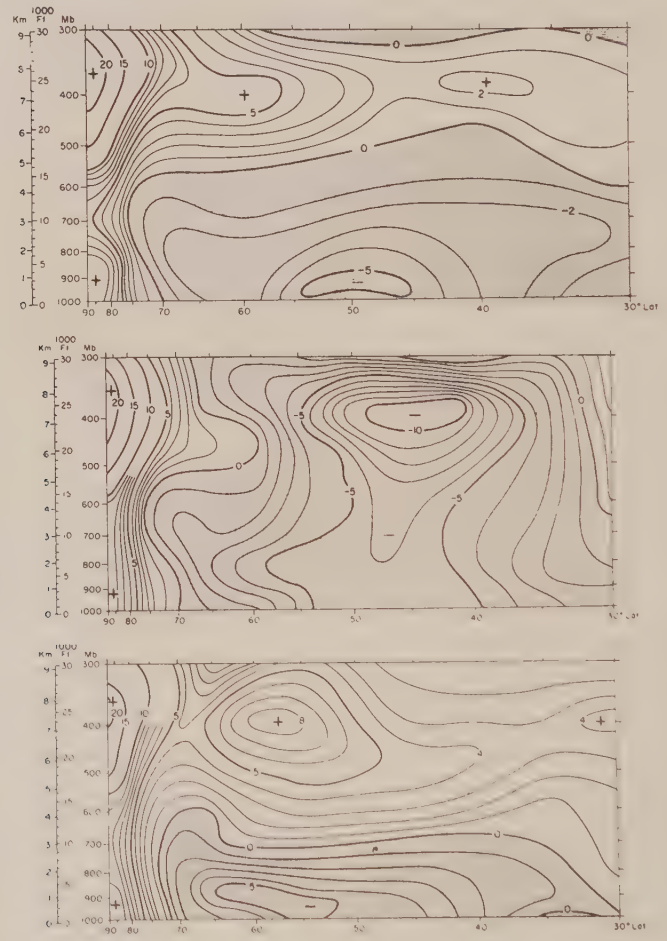


Abb. 5. Charakteristische Temperaturänderung während einer Periode mit Kaltluftausbrüchen (Änderung von High zu Low Index). *a* Mittlere Temperaturänderung für die ganze Nordhemisphäre. (Abb. 1, oberes Bild minus Abb. 1, mittleres Bild.) *b* Gültig für die Bereiche der Kaltluftzungen. (Abb. 1, oberes Bild minus Abb. 3, oberes Bild.) *c* Gültig für die Gebiete der warmen Rücken. (Abb. 1, oberes Bild minus Abb. 3, unteres Bild.)

über dem Pol, jedoch liegt es, wie schon erwähnt, exzentrisch dazu in Nordostasien und somit ist es bei dieser Art der Mittelung nicht eindeutig erfaßt.

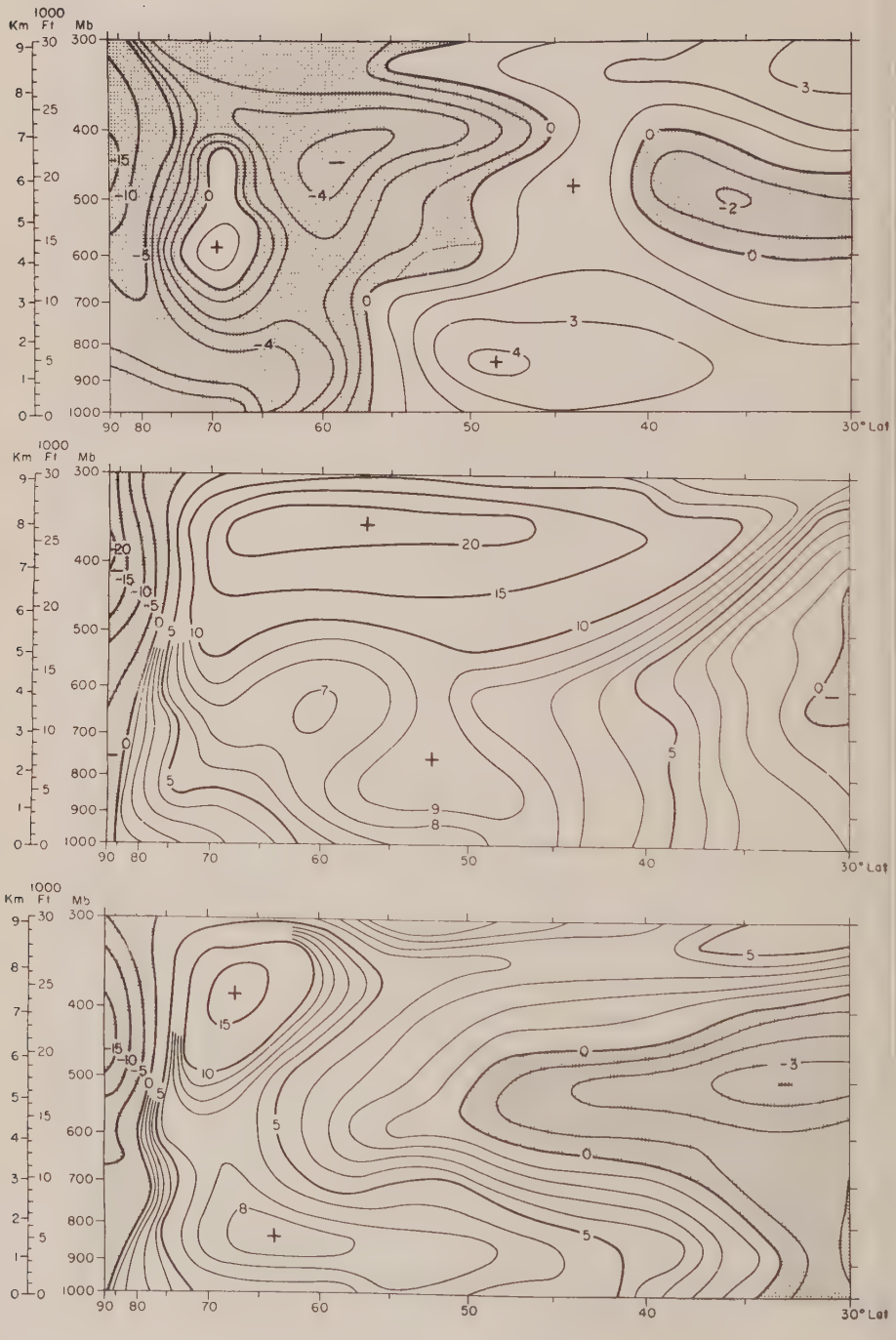
Mit diesen sechs Meridionalschnitten sind gewisse Eigenschaften der Temperaturverteilung während typischer Zirkulationsarten festgelegt. Es

ist nun interessant, auch die Temperatur*änderungen* zu ermitteln, die während der gesamten Zeitdauer der Umwandlung von dem einen in den anderen Typ im mittleren Meridionalschnitt der Atmosphäre vorhanden sind, und zu sehen, ob sich aus diesen Temperaturänderungen Schlüsse über die dreidimensionale Art der Bewegungsvorgänge während solcher Umwandlungsperioden ziehen lassen.

Als Erstes wird versucht, die Temperaturänderung während der Umwandlung eines High Index (27. Oktober) in einen Low Index (4. November) zu ermitteln (Kälteausbruchsperiode). Das Ergebnis zeigt die Abb. 5*a*. Aus ihr erkennt man, daß während einer solchen Kälteausbruchsperiode die Hauptabkühlung im Mittel über die ganze Erde unterhalb von etwa 550 mb erfolgt und die stärkste Abkühlung in Bodennähe rund um den 50. Breitengrad zu finden ist. Oberhalb von 550 mb erkennt man aufwärts bis zur 300 mb-Fläche eine Temperaturzunahme. Eine besonders starke Zunahme der Temperatur ist über der engeren Polarkalotte vorhanden und diese ist besonders groß (bis zu 20° C) oberhalb von 600 mb. Dies macht während einer solchen Periode das Vorhandensein einer mittleren Meridionalzirkulation im Sinne der klassischen Anschauung von Sandström [3] deutlich. In den unteren Schichten bewegt sich die Kaltluft südwärts, in den oberen Schichten nordwärts. Die Polargebiete werden in den unteren Schichten von der Kaltluft verlassen und durch Advektion in den Schichten oberhalb 600 mb bedeutend erwärmt.

Jedoch ist zu bedenken, daß der Gesamtvorgang sich nicht in allen Meridianen in dieser idealisierten Form abspielt, sondern entsprechend den sich ausbildenden Kältezungen und Warmluftrücken bestimmte sektorielle Unterschiede vorhanden sind. Um dies deutlich zu machen, wurde die Temperaturänderung vom High Index-Bild (27. Oktober) zum Low Index-Bild (4. November), gültig für die Kaltluftzungen (1. Bild der Abb. 3) ermittelt. Diese Temperaturänderung zeigt die Abb. 5*b*. Man erkennt eine Abkühlung der Gesamtatmosphäre südlich von etwa 70° N mit den stärksten Beträgen zwischen 40° und 55° N und besonders starken Abkühlungsbeträgen zwischen 400 und 500 mb. Dies beweist in klarer Weise, daß im Bereiche der Kaltluftvorstöße der Kaltluftausbruch eine große Höhenerstreckung besitzt und die Kaltluft in allen Schichten bis hinauf zur 300 mb-Fläche nach Süden strömt und erst von 40° N, wie aus dem Bild eindeutig hervorgeht, nach Süden zu an vertikaler Mächtigkeit verliert und unter Zunahme seiner Horizontalerstreckung immer seichter und seichter wird. Dies steht im Einklang mit all unserer synoptischen Erfahrung. Man erkennt, daß im Bereiche derjenigen Meridiane, über denen sich ein Kaltluftausbruch nach Süden bewegt, keine ideale Meridionalzirkulation sich einstellt. Im Gegenteil tritt hier nur der Abkühlungsteil, die Gesamthöhe der Atmosphäre umfassend, in Erscheinung und der obere warme Gegenstrom in Richtung des Poles fehlt gänzlich.

Die Temperaturänderung von einem High Index-Typ (27. Oktober) zum Low Index-Typ (4. November) gültig für die warmen Rückengebiete (2. Bild der Abb. 3) zeigt die Abb. 5*c*. Dieses Bild beweist,


1000
Km Ft Mb
90 80 70 60 50 40 30° Lat
1000
Km Ft Mb
90 80 70 60 50 40 30° Lat
1000
Km Ft Mb
90 80 70 60 50 40 30° Lat

daß im Bereiche der Warmluftrücken nur der obere Teil der idealisierten Zirkulation Bedeutung besitzt und hier oberhalb von 700 mb eine beträchtliche Erwärmung aller Schichten bis zur 300 mb-Fläche aufwärts vorhanden ist. Dies macht deutlich, daß im Bereiche der Warmluftrücken der advektive Zustrom mit aufsteigender Bewegung gegen die Polarkalotte zu erfolgt und dort die enorme Erwärmung derselben oberhalb von 600 mb zur Folge hat. Der aus Kontinuitätsgründen allein schon zu erwartende Absinkvorgang der Warmluft über dem Pol tritt in diesem Schnitt in einer zur Darstellung kommenden Erwärmung auch der unteren Schichten über dem Pol hervor. Die Abkühlung umfaßt nur eine seichte untere Schicht von etwa 700 mb abwärts. Dies ist wohl einerseits der nicht ganz exakt möglichen Trennung der Meridiane mit warmen Bedingungen von denen mit kalten zuzuschreiben. In der Hauptsache aber drückt dieses Bild den gegenteiligen Prozeß zur Abb. 5*b* aus.

Man erkennt daher, daß die meridionalen Bewegungen während einer kalten Ausbruchsperiode sich nicht in allen Meridianen im Sinne einer idealen Meridionalzirkulation abspielen, sondern daß im Bereiche der Kaltluftzungen die Kaltluft in allen Schichten zu Beginn des Kälteausbruchs und dann bei seinem weiteren Vordringen nach Süden in absinkender Bewegung auseinanderfließt und an vertikaler Mächtigkeit verliert, während im Bereiche der warmen Rücken die Warmluft in aufsteigender Bewegung in der Hauptsache oberhalb von 700 mb dem Pol zuströmt. Faßt man beide Vorgänge durch eine Mittelung über alle Meridiane zusammen, so ergibt sich die ideale Meridionalzirkulation, die in der Abb. 5*a* ihren klaren Ausdruck gefunden hat.

Damit sind auch quantitativ und in bezug auf die dritte Dimension die Ergebnisse meiner früheren Arbeiten [*1, 2*] in allen Punkten als richtig bestätigt worden.

Die Vorgänge während der umgekehrten Umwandlung eines Low Index in einen High Index zu klären, bleibt nun den weiteren Ausführungen vorbehalten. Bildet man die Temperaturveränderung zwischen dem Bild des Low Index (4. November) und dem des 6 Tage später vorhandenen High Index, so erfaßt man damit die Temperaturänderung, die durch eine großräumige Wärmewelle bei der Bildung eines High Index hervorgerufen wird.

Die Abb. 6*a* zeigt, daß eine Erwärmung von 30° N bis 55° N eingetreten ist und diese besonders stark zwischen 40° und 50° N vom Boden aufwärts bis 600 mb eintritt. Von 60° bis zum Pol tritt im allgemeinen Abkühlung ein mit besonders starken Abkühlungswerten über der Polarkalotte selbst, von 700 mb an aufwärts. Dies macht die er-

Abb. 6. *a* Charakteristische Temperaturänderung während einer Periode der Umwandlung eines Low in einen High Index (Periode mit Auftreten einer großräumigen Wärmewelle). Mittlere Temperaturänderung für die ganze Nordhemisphäre. (Abb. 1, mittleres Bild minus Abb. 1, unteres Bild.) *b* Gültig für den atlantischen, europäischen und asiatischen Sektor. (Abb. 3, oberes Bild minus Abb. 4.) Zeigt den Erwärmungseinfluß der Wärmewelle in den Gebieten der Kaltluftzungen des Low Index. *c* Gültig für den atlantischen, europäischen und asiatischen Sektor. Zeigt den Erwärmungseinfluß der Wärmewelle in den warmen Rückengebieten des Low Index. (Abb. 3, unteres Bild minus Abb. 4.)

wärmende Wirkung der Wärmewelle in den mittleren Breiten deutlich Man erkennt weiterhin in den Höhenlagen, zwischen 700 und 500 mb noch ein Abkühlungsgebiet von 40° N an südwärts. Dieses Abkühlungsgebiet zeigt die Bildung von Kaltlufttropfen während dieser Umwandlungsperiode, welche durch das Fortschreiten der Wärmewelle von der nördlichen Hauptkaltluftmasse bei der Zerstörung der Kaltluftzungen abgetrennt werden.

Aus den vorstehend erwähnten Gründen (Mittelung des Low Index-Bildes und Asymmetrie des High Index-Bildes) kann aber dieses Änderungsbild die volle Wirkung der Wärmewelle ihrem Betrage nach nicht befriedigend zum Ausdruck bringen. Im allgemeinen drückt aber dieses Bild die polare Abkühlung und gleichzeitige Erwärmung der mittleren Breitenzonen der Erde doch befriedigend aus.

Vergleicht man aber das Low Index-Bild, gültig nur für die Bereiche der Kaltluftzungen (Abb. 3, 1. Bild) mit dem Bild, gültig für den sehr warmen Bereich des High Index (Abb. 4), so erfaßt man dadurch diejenige Temperaturänderung, die während der Errichtung des High Index über dem stark erwärmten Kartenteil des Atlantischen Ozeans, Europa und Asien eintritt, dort, wo die Zerstörung der Kältezungen erfolgt. Dieses Temperaturänderungsbild zeigt die Abb. 6*b*. Nunmehr wird durch diese Figur unmißverständlich die enorme Erwärmung von 30° N bis 80° N demonstriert und man erkennt, daß bei solchen Erwärmungsbeträgen während der Zeitdauer von zirka 6 Tagen vorhandene Kältezungen absolut zerstört werden müssen, eine Tatsache, die aus meiner früheren Arbeit aus dem synoptischen Material schon hervorging. Erhalten bleibt nur die starke Abkühlung über der engeren Polarkalotte, die in den höheren Schichten erheblich ist.

Man könnte nun einwenden, daß die Wärmewelle ihre Wirkung selbstverständlich in den Gebieten, die vorher von Kaltluftzungen eingenommen wurden, besonders deutlich zeigen muß, während sie in den warmen Rückengebieten nicht mehr so deutlich bemerkbar wäre. Aber diese großräumige Wärmewelle besitzt eine solche Stärke, daß sie auch die warmen Rückengebiete des Low Index noch zusätzlich um beträchtliche Beträge erwärmt und somit auch über diesen Gebieten zu einer Kontraktion des zirkumpolaren Wirbels und damit Errichtung eines High Index beizutragen in der Lage ist.

Um dies zu prüfen, bilden wir die Temperaturänderung zwischen dem Low Index-Bild, gültig für die warmen Rücken (Abb. 3, 2. Bild) mit dem Bild, gültig für den sehr warmen Bereich des High Index (Abb. 4). Diesen Vergleich zeigt die Abb. 6*c*. Man erkennt, daß auch in diesem Falle eine gewaltige Erwärmung von etwa 40° N bis 80° N vorhanden ist und somit auch in den Gebieten der warmen Rücken die zusätzliche Erwärmung der Wärmewelle fühlbar wird. Wieder zeigt sich die Abkühlung über der Polarkalotte und die Abkühlung durch die Kaltlufttropfen über dem südlichen Teil des Bildes und besonders zwischen 700 und 500 mb.

Überblickt man noch einmal die Ergebnisse, die man an der Hand der Temperaturänderungen während solcher Umwandlungsperioden von

charakteristischen Index-Typen feststellen kann, so sind zwei grundsätzliche Unterscheidungen zu machen.

1. Während Perioden von Kälteausbrüchen aus dem Polargebiet tritt eine, wenn auch nicht in allen Meridianen vorhandene Meridional-

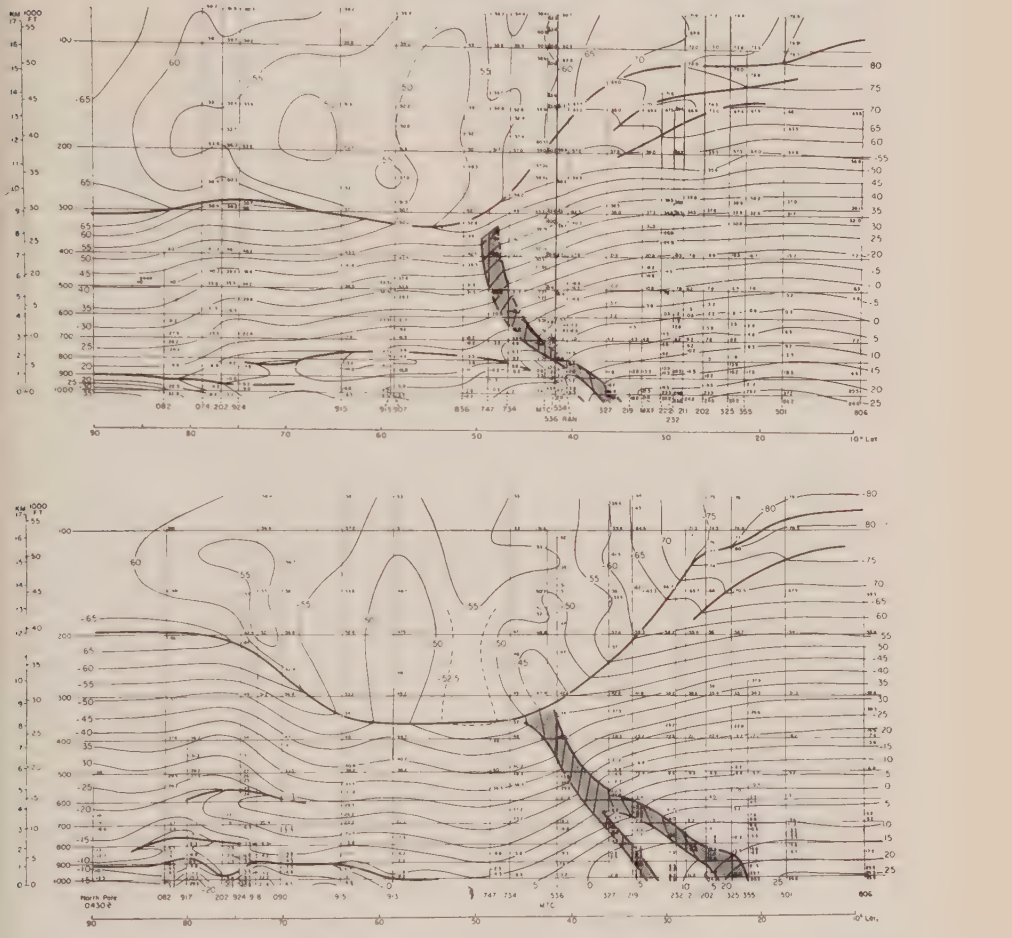


Abb. 7. Meridionaler Temperaturschnitt entlang des 85. Meridians West über dem östlichen Nordamerika. Oberes Bild: High Index, 28. Oktober 1951 03,00. Unteres Bild: Low Index, 4. November 1951 03,00. Stark ausgezogene Linien Tropopause und Inversionen. Dunkle Fläche = Polarfront. Man beachte die Gegenneigung der Tropopause von 65° bis 74° N im unteren Bild.

zirkulation zwischen den südlichen mittleren Breiten und dem Pol auf. In der Hauptsache strömt die Kaltluft im Bereiche der sich ausbildenden Kaltluftzungen zuerst auf relativ engem Raum, aber mit großer Höhenerstreckung südwärts. Im weiteren Verlauf gewinnt sie an horizontaler Ausdehnung, verliert aber an vertikaler Mächtigkeit. Im Gegensatz

dazu erfolgt der umgekehrte Zustrom von Warmluft gegen den Pol meist über den westlichen Teilen der Rücken der langen Wellen, und zwar zuerst ebenfalls auf relativ schmalen Gebieten und dann mit aufsteigenden Bewegungen, bis die Warmluft von mehreren Seiten her die oberen Teile der polaren Atmosphäre erfüllt.

2. Die andere Umwandlungsperiode eines Low Index in einen High Index zeigt dagegen das Fehlen einer Meridionalzirkulation und die Umwandlung des Zirkulationstyps erfolgt durch eine Wärmewelle großräumiger Natur, die plötzlich über bevorzugten Gegenden der Erde entsteht und mit mehr zonalem Bewegungssinn ihren Einfluß um die Erde ausdehnt. Während erstere Umwandlungsperiode durch einen starken Meridionalaustausch gekennzeichnet erscheint, fehlt dieser bei der zweiten Art der Zirkulationsveränderung nahezu gänzlich.

Es bleibt nun noch zu zeigen, daß im speziellen Fall, d. h. über einem bestimmten Meridian der Erde, diese Verhältnisse in nahezu gleicher Form vorhanden sind und wesentliche Unterschiede gegenüber den vorstehend beschriebenen mittleren Zuständen nicht vorhanden sind. Dazu wurde wiederum der High Index-Tag am 28. Oktober 1951 und der Low Index-Tag am 4. November 1951 ausgewählt (s. Abb. 1). Es wurden Schnitte längs des 85. Meridians West über dem östlichen Nordamerika unter Verwendung vieler Sonden konstruiert. Dabei kamen auch alle Sonden zur Verwendung, die nicht exakt auf diesen Meridianen liegen, aber, ohne das Bild zu stören, durch Projektion auf diesen noch Verwendung finden konnten. Diese beiden Schnitte zeigt die Abb. 7. Dem oberen Bild entnimmt man die typischen Merkmale einer High Index-Situation, ähnlich der um die ganze Erde gemittelten Abb. 2. Der südliche Teil zeigt die warme Troposphärenstruktur mit hoher mehrfach geschichteter Tropopause. Es schließt sich nordwärts der relativ starke Tropopausenabfall an und darunter erkennt man die Polarfront. Nordwärts davon schließt sich eine kalte Troposphäre mit tiefliegender Tropopause an. Diese reicht bis zum Pol. In Bodennähe erkennt man einige Inversionsschichten.

Das untere Bild zeigt den gegenteiligen Typ des Low Index-Tages, ähnlich dem mittleren Bild der Abb. 3, 2. Bild. Hier erfolgt der Tropopausenabfall viel weiter südlich, die Polarfront befindet sich ebenfalls südlicher als im oberen Bild. Der Temperaturabfall innerhalb der Frontalzone ist wesentlich stärker. Auffällig ist die Doppelstruktur der Polarfront im unteren Teil von etwa 600 mb an abwärts. Dies ist eine spezielle Eigenschaft der Gegend dieses Schnittes und ist eigentlich für die Typisierung unwichtig. Eine solche Doppelstruktur der Polarfront über dem östlichen Amerika entsteht dadurch, daß während eines Kälteausbruches eine erste Kaltfrontfläche südwärts wandert und in Bodennähe bei Erreichen des Golfes von Mexiko unscharf wird. In der Darstellung ist dies in den untersten Schichten bis 900 mb zu erkennen. Darüber aber bleibt der Temperaturgegensatz erhalten. Dieser ersten Kaltfront folgt eine weitere nach und gliedert sich der Hauptfrontalzone an. Zu einem späteren Zeitpunkt bildet sie selbst die Hauptfrontalzone, aus der in

mittleren Höhen nahezu horizontal (inversionsartig) noch der obere Restteil der alten Frontalzone südwärts herausragt, in Bodennähe aber nicht mehr vorhanden ist. Nordwärts dieser Polarfront zeigt das Bild, daß der Schnitt durch das starke Kältezentrum über Nordostkanada hindurchführt. Sehr kalte Struktur der Troposphäre und sehr tiefe Tropopause treten auf. Dann aber von etwa 64° N stellt sich die Gegenneigung bzw. der Anstieg der Tropopause gegen die Polarkalotte zu ein, welcher durch vier Sonden einwandfrei belegt ist. Darunter sind starke Bodeninversionen vorhanden, so wie sie bei Warmluft über dem Pol

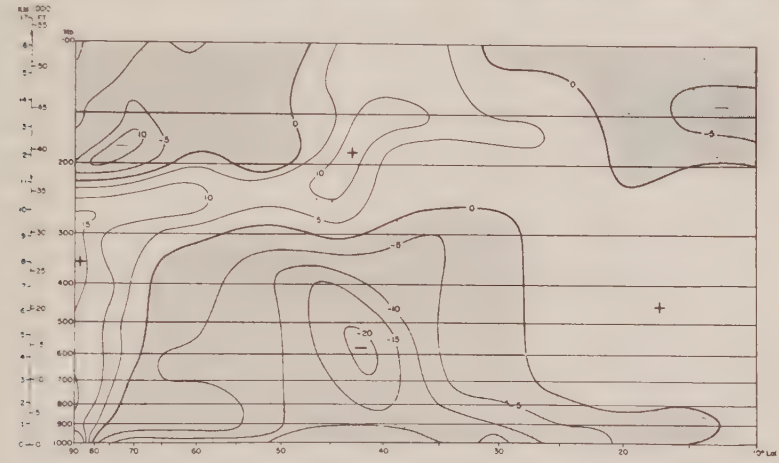


Abb. 8. Charakteristische Temperaturänderung während der Periode einer Umwandlung eines High in einen Low Index (Periode mit Kälteausbrüchen). (Abb. 7, oberes Bild minus Abb. 7, unteres Bild.)

häufig auftreten. Diese warmen Verhältnisse reichen bis zum Pol selbst, wie ein Polarflug in 500 mb mit einer Abwurfsonde einwandfrei zeigt.

Grundsätzlich zeigen diese speziellen Schnitte also alle Merkmale, die schon die gemittelten Bilder aufgezeigt haben. Bildet man die Temperaturänderung im speziellen Meridianschnitt (85° W) zwischen dem 28. Oktober und dem 4. November, so erfaßt man damit die Temperaturänderung, welche während der etwa 7 bis 8 Tage dauernden Kälteausbruchsperiode stattgefunden hat. Dieser zeigt die Abb. 8. Damit erhält man, wie aus der Abbildung zu ersehen ist, eine der Abb. 5*b* ähnliche Temperaturänderung. Man erkennt, daß von 70° N bis etwa 30° N in der gesamten Atmosphäre vom Boden bis 300 mb während dieses Kaltluftvorstoßes Abkühlung eingetreten ist und die stärksten Abkühlungsbeträge zwischen 50° und 40° N erfolgt sind. Von 30° N südwärts tritt die Abkühlung nur mehr in Form einer seichten Grundschicht auf. Im Gegensatz dazu tritt darüber Erwärmung auf, welche aber in den südlichen Teilen nur gering ist. Die stärkeren Beträge, die zwischen 40° und 50° N zwischen 150 und 250 mb aufscheinen, sind dem Umstand zuzuschreiben, daß bei der Südwärtsverlagerung des

Tropopausenabfalls die relativ kalten Stratosphärentemperaturen des High Index-Bildes durch wärmere Temperaturen der Stratosphäre des Low Index-Bildes ersetzt werden. Diese Art der Erwärmung hat also nichts zu tun mit einem in diesen Niveaus nordwärts gehenden Ast einer Meridionalzirkulation. Die starken Erwärmungsbeträge über dem engeren Polarbereich müssen wieder als Folge advektiver Warmluftzufuhr aus den benachbarten Rückenteilen langer Wellen gedeutet werden. Grundsätzlich ergeben sich also dieselben Resultate, wie sie schon im Falle der gemittelten Temperaturschnitte gewonnen wurden.

Literaturverzeichnis.

1. Defant, F.: Über den Mechanismus der unperiodischen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation der Nordhalbkugel. Arch. Met. Geoph. Biokl., Serie A **6**, 253 (1954).
2. — On the mechanism of Index changes. The Univ. of Chicago, Dept. of Meteorology, Technical report Mai 1953.
3. Sandström, J. W.: Dynamische Versuche mit Meerwasser. Ann. Hydr. u. mar. Meteorol. **6** (1908).
— Göteborgs kgl. Vetenskaps-och Vitterhets-Samhälles Handl., Fjärde Földjen., **17**, 2 (1916).

551.515.73:551.513.7

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien.)

Über die Ursachen des Zerfalls stationärer Hochdrucklagen in Europa. Beispiele echter Steuerung.

Von

L. Kletter.

Mit 8 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Nach längerem Bestand stationärer Hochdruckgebiete über dem europäischen Kontinent treten plötzlich Vorgänge ein, die in wenigen Tagen zum totalen Zerfall der europäischen Antizyklonen führen. Die Ursache des Zusammenbruchs liegt bei den hier behandelten Fällen in einer starken Druckwelle begründet, die vom Pazifikhoch ausgesendet wird und sich nach Norden hin gegen Alaska ausbreitet. Von dieser Druckwelle gehen gewaltige Impulse auf große Teile des nordhemisphärischen Wettergeschehens aus. Die von ihr ausgelösten Kältewellen über dem nordwestkanadischen Raum breiten sich weltweit nach Osten aus und führen in weiterer Folge zum Zusammenbruch der europäischen Antizyklone.

Ferner wird gezeigt, daß sich Auslösung und Bewegung des nordwestkanadischen Kälteausbruchs nicht aus der ursprünglichen Verteilung der Luftmassen und aus dem dadurch bewirkten Druckfeld erklären lassen. Die Bewegung der Kältewelle wurde vielmehr durch Ereignisse außerhalb des betrachteten Systems erzwungen. Dieser Vorgang entspricht H. Fickers Definition der Steuerung, die hier als „echte" Steuerung bezeichnet wird.

Summary. After longer duration of stationary highs over the European continent all of a sudden processes set in which, in few days, lead to the total disintegration of the European anticyclones. In the cases here considered the cause of the break-down is to be found in a strong pressure wave emitted from the Pacific high and expanding northward toward Alaska. From this pressure wave very strong impulses are communicated to large parts of the weather in the Northern Hemisphere. The cold waves set free by it over the region of Northwest Canada travel world-wide to the East and subsequently lead to the break-down of the European anticyclone. Moreover it is shown that origin und movement of the outbreak of cold air from Northwest Canada cannot be accounted for by the precedent distribution of air masses and the corresponding pressure field. The movement of the cold air wave is forced rather by events outside the considered system. This process corresponds

to H. Ficker's definition of "steering" (Steuerung) denominated here as "genuine" steering.

Résumé. Après de longues périodes caractérisées par des situations anticycloniques stationnaires sur le continent européen apparaissent tout à coup des phénomènes conduisant en peu de jours à leur destruction totale. La cause en réside, dans les cas étudiés ici, dans une forte onde de pression originaire de la région des hautes pressions du Pacifique et qui se propage vers le Nord, en direction de l'Alaska. Cette onde émet de puissantes impulsions qui réagissent sur l'allure générale du temps de grandes parties de l'hémisphère Nord. Les masses froides mises en mouvement par ce processus dans le nord-ouest du Canada se répandent si largement vers l'Est qu'elles provoquent la désagrégation de l'anticyclone européen.

De plus, le déclanchement et le déplacement de ces irruptions d'air froid ne peuvent s'expliquer ni par la distribution primitive des masses d'air ni par le champ de pression qui en résulte, mais bien davantage par des phénomènes extérieurs à ce système. Cette évolution du temps correspond à la notion d'action directrice (Steuerung) de H. Ficker, désignée ici par action directrice «vraie».

In seiner 1929 erschienenen Arbeit „Der Sturm in Norddeutschland am 4. Juli 1928" gebrauchte H. Ficker [*1*] zum ersten Male den Begriff „Steuerung" für einen Vorgang, dessen Wesen schon 1922 F. Götles [*2*] bei der Erklärung der Bewegung troposphärischer Kaltluftmassen geahnt hatte. In der Arbeit Fickers wurden die Ursachen eines Sturmes von stellenweise ungewöhnlicher Stärke untersucht, der am 4. Juli 1928 ganz Norddeutschland vom Rhein bis Ostpreußen durchzog und der an vielen Orten erheblichen Schaden anrichtete. Ficker erbrachte den Nachweis, daß durch Druckfall über West- und Mitteleuropa zunächst Advektion an sich kalter Seeluft landeinwärts verursacht wurde. Unter dem Einfluß eines von Südwesten her eindringenden Drucksteiggebietes, das keinen ausgesprochenen Zusammenhang mit niedrig-troposphärischen Vorgängen hatte, geriet die kalte Luft in rasche Bewegung und verursachte den norddeutschen Sturm. Von wesentlicher Bedeutung für diesen Vorgang war, daß sich die Hauptmasse der kalten Luft in Norddeutschland erst unter dem Einfluß des Steiggebietes der Druckwelle als „große Böe" in Bewegung gesetzt hatte. Ficker fügt hinzu: „Man hat deshalb den Eindruck, daß die Bewegung der Kaltluftmassen kaum ‚aktiv' war, sondern *erzwungen und gesteuert* durch die Druckwelle."

Dieses Prinzip der „Steuerung" durch Luftdruckschwankungen erwies sich als außerordentlich fruchtbar für die weitere Entwicklung der synoptischen Meteorologie. In Deutschland entstanden zwei Lehren, welche beide, allerdings in vollkommen verschiedener Weise, an die fundamentalen Arbeiten Fickers anknüpften. Die *Frankfurter Schule* vertrat die Auffassung, daß das Wettergeschehen der Troposphäre durch Druckschwankungen in der Stratosphäre bzw. in deren Grenzschicht „gesteuert" wird (Prinzip der stratosphärischen Steuerung). Der *Leipziger Schule* kam es weniger darauf an, ob die witterungsbestimmenden Druckschwankungen ihren Sitz in Troposphäre oder Stratosphäre haben.

Ihrer Ansicht nach werden Witterung und Wetterverlauf durch längere und kürzere periodische Druckschwankungen der gesamten Atmosphäre gesteuert (Prinzip der Wellensteuerung).

Damit hatte der Begriff der Steuerung eine Verallgemeinerung erfahren — sah man doch bald das gesamte Wettergeschehen als gesteuert an — an die FICKER nie gedacht hatte, als er die Bezeichnung „Steuerung" benutzte. Er sah sich daher veranlaßt, zur Frage der Steuerung in der Atmosphäre in zusammenfassender Weise Stellung zu nehmen [3]. Dabei kommt FICKER zu der grundsätzlichen Feststellung, *daß man ein System nur dann als „gesteuert" bezeichnen darf, wenn sich die Bewegung der zu dem System gehörigen Luftmassen nicht aus der Verteilung dieser Massen selbst und aus der durch diese Verteilung bewirkten Druckverteilung allein erklären läßt, sondern wenn die Bewegung durch Vorgänge außerhalb des betrachteten Systems erzwungen wird.*

In vorliegender Arbeit werden Beispiele „echter" Steuerung behandelt. Das Wort „echt" soll dabei zum Ausdruck bringen, daß es sich hier um eine *Steuerung im Sinne* FICKERS handelt, die gänzlich abweicht etwa von den Auffassungen G. STÜVES [4], F. MÖLLERS [5] und R. SCHERHAGS [6]. Diese Forscher verstehen unter Steuerung eine Art Mitführungsmechanismus in der Atmosphäre. Wenn z. B. F. MÖLLER davon spricht, daß man „die Steuerung eines Tiefs am deutlichsten in der Druckverteilung erkennt, die den geradlinigsten und durch dieses Tief ungestörtesten Verlauf zeigt", oder wenn nach SCHERHAG das Grundprinzip der „Steuerung" darin besteht, „daß eine enge Beziehung zwischen der Zugbahn der Druckwellen und der Höhenströmung vorhanden ist" und letzterer sogar ein Höhentief durch Bodenisobaren „steuern" läßt [7], dann haben diese Auffassungen nichts mehr mit dem von FICKER geprägten klassischen Begriff der Steuerung zu tun. FICKERS Begriff der Steuerung ist mit einem gewaltsamen Eingriff von außen her auf das troposphärische Nebeneinander von kalt und warm verknüpft. Es ist, als ob gleichsam durch die Wirkung eines schweren Stempels die troposphärischen Luftmassen zu einer von der gegebenen Luftmassen- und Druckverteilung völlig abweichenden Bewegung gezwungen würden. Bei MÖLLER und den anderen erwähnten Meteorologen wird ein Tief oder ein Druckänderungsgebiet von der am geradlinigsten und ungestörtesten verlaufenden Druckverteilung „gesteuert", richtiggestellt „mitgeführt". Die Voraussetzung jeder „echten" Steuerung, das gewaltsame Erzwingen einer Bewegung des Systems von außen her fehlt bei diesem Mitführungsvorgang gänzlich.

I. Der Verfall der sommerlichen Wärmeperiode im August 1938.

1. Der Rückzug des Sommers in Mitteleuropa.

Nach längerem Westwetter stellte sich am 14. Juli 1938 in Mitteleuropa eine sommerliche Schönwetterperiode ein, die einen Monat lang anhielt. Von den Azoren bis West- und Mitteleuropa kam es in der

zweiten Julihälfte zur Anlage einer ausgedehnten Zone hohen Druckes. Gegen Monatsende verstärkte sich der kontinentale Teil des Hochdruckgebietes, wobei es sich bis zum Ural ausdehnte. In Mitteleuropa zogen

Abb. 1. Synoptische Wetterkarte der nördlichen Hemisphäre vom 3. August 1938 (Historical Weather Maps).

bei tropisch anmutendem Witterungsverlauf die „Hundstage" ein. Der Höhepunkt der hochsommerlichen Hitzeperiode wurde am 3. August mit Temperaturen bis 33° erreicht (Abb. 1).

Die europäische Wetterlage änderte sich im ersten Drittel des Monats August nur wenig. Am 11. August setzte jedoch über dem europäischen Kontinent Druckfall ein. Er bereitete den Einbruch kühler Meeresluft vor, der am 13. August nach 30tägiger Hitzeperiode zum ersten Male wieder stärkere Abkühlung verursachte (1. Kaltluftwelle). Die Aufstiege von Breslau (Abb. 2*a*) und Wien (Abb. 2*b*) vom 13. August lassen die

Ankunft der Kaltluft deutlich erkennen. *Mit dieser Kaltluftwelle begann der Rückzug des Sommers.*

Das Roßbreitenhoch, das während der Hitzeperiode ziemlich nahe an den europäischen Kontinent herangerückt war, nahm allmählich

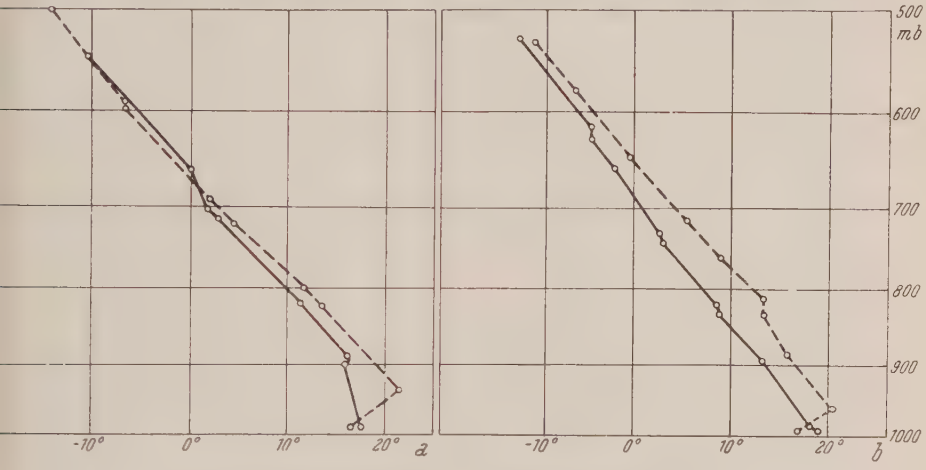


Abb. 2. Flugzeugaufstiege über Breslau (*a*) und Wien (*b*).
12. August 1938, 05 Uhr GMT — 13. August 1938, 05 Uhr GMT.

wieder seine normale Lage, mit einem Kern über den Azoren, ein. Nun konnten die Tiefdruckgebiete wieder südlicher als in den 4 Wochen vorher den Westrand Europas erreichen.

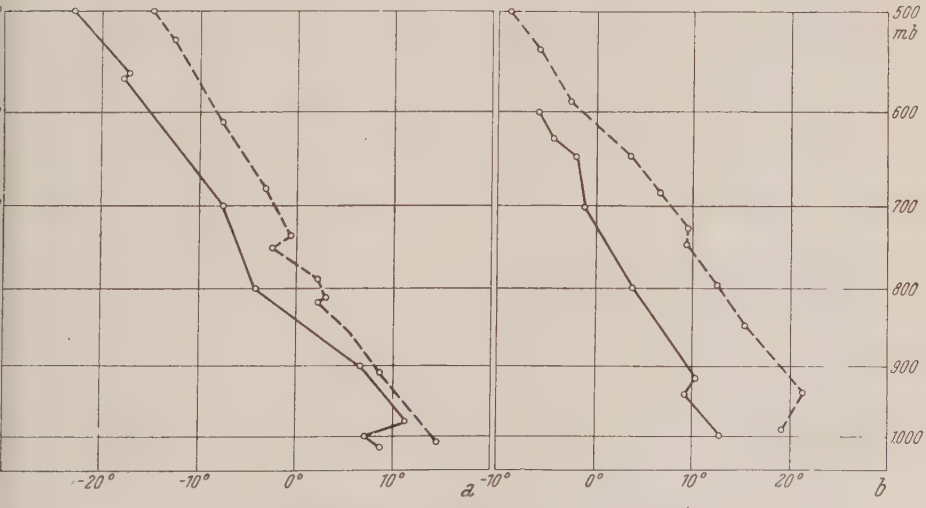


Abb. 3. Flugzeugaufstiege über Hamburg (*a*) und Breslau (*b*).
21. August 1938, 05 Uhr GMT — 22. August 1938, 05 Uhr GMT.

Am 17. August hatte sich die europäische Wetterlage schon vollkommen auf Westwetter umgestellt. An der Rückseite eines Nordseetiefs drangen in breiter Front maritime Kaltluftmassen in Mitteleuropa ein (2. Kaltluftwelle).

Nach kurzer Zwischenhochlage mit vorübergehend wieder höheren Temperaturen wurde ein polarer Kältevorstoß eingeleitet, der bis zum 22. August fast ganz Europa erfaßt hatte. Die mitteleuropäischen Aufstiege verzeichneten in den unteren und mittleren Schichten der Atmosphäre Temperaturerniedrigungen um 8 bis 10° (Abb. 3*a* und *b*) (3. Kaltluftwelle).

Mit diesem arktischen Einbruch ging der Sommer 1938 in Mitteleuropa zu Ende. Die Luftzufuhr erfolgte bis zum Beginn einer nachsommerlichen Wärmeperiode im letzten Septemberdrittel vorwiegend aus nördlichen Gebieten. Die Temperaturen blieben 4 Wochen lang beträchtlich unter dem Regelwert.

Um die Ursachen des Verfalls der sommerlichen Wärmeperiode in Mitteleuropa aufzufinden, wird nun die Wetterentwicklung über einem Gebiet verfolgt werden, das *weltweit von Europa entfernt* liegt. Es handelt sich um das Gebiet an der Nordwestecke des nordamerikanischen Kontinents, nämlich um den Raum *Nordwestkanada—Alaska.*

In dieser Arbeit wird der Versuch unternommen, Zusammenhänge zwischen bestimmten Vorgängen in der Atmosphäre über Alaska und dem Verfall der sommerlichen Wärmeperiode im August 1938 in Mitteleuropa aufzudecken.

2. Die Wetterlage auf der nördlichen Hemisphäre.

Es soll nun zunächst die zirkumpolare Wetterlage auf der nördlichen Hemisphäre vom 3. August 1938 besprochen werden (Abb. 1). An diesem Tage erreichte die hochsommerliche Hitzeperiode in Mitteleuropa, wie schon erwähnt, ihren Höhepunkt. Über dem Stillen Ozean lag nördlich des Wendekreises des Krebses und südlich von Alaska ein ausgedehntes stationäres Hochdruckgebiet mit breitenparalleler Achse. Getrennt von einer nur schwach entwickelten Tiefdruckrinne über den Weststaaten der USA erstreckte sich von den USA über den Nordatlantik, entlang des 35. Breitegrades, bis zu den Azoren reichend, das Roßbreitenhoch. Daran fügte sich im Nordosten, ohne wesentliche Zäsur, das europäische Hochdruckgebiet. Dieses fand wiederum seine Fortsetzung in einer Hochdruckzone, die sich über das Gebiet der nördlichen UdSSR bis Kamtschatka erstreckte. Und hier schloß sich der Ring. Die asiatische Hochdruckzone war vom Pazifikhoch nur durch eine schmale Frontalzone getrennt.

Denkt man sich durch den Nordpol, entlang 110° westlicher und 70° östlicher Länge eine Linie gelegt, dann ergibt sich eine quasisymmetrische Anordnung der nordhemisphären Hochdruckgebiete. Im Süden die beiden „Lungenflügel" des Pazifischen und des Atlantischen Hochdruckgebietes, oberhalb dieser als „Bronchien" links die asiatische, rechts die europäische Hochzelle.

Während sich die Hochdruckgebiete der westlichen Hemisphäre, Pazifik- und Atlantikhoch, entlang des 35. bis 40. Breitegrades erstreckten, also etwas nördlich des Wendekreises des Krebses, nahm das europäische Hoch beim 60. Breitegrad eine weit nördlichere Lage, etwas südlich vom Polarkreis, ein. In der östlichen Hemisphäre lag in etwa 30 bis 35° nördlicher Breite eine Tiefdruckzone, die sich von Nordafrika über Arabien—Persien—Tibet bis Japan erstreckte. Die zirkumpolare Hochdruckzone hatte also nicht die Gestalt eines Ringes, sondern eher die eines Bogens, wobei die Sehne auf der östlichen, das Bogenstück auf der westlichen Hemisphäre zu liegen kam.

Dieser „Hochdruck-Bogen" blieb bis zur Zerreißung der „Bogensehne" am 11. August über die Nordhemisphäre ausgespannt. Die Zerstörung der „Bogensehne" war gleichbedeutend mit dem Sommerende in Europa. Wie kam es dazu?

3. Die Vorgänge in der Atmosphäre über Alaska.

Zwischen Kamtschatka—Hoch und pazifischer Antizyklone erstreckte sich eine Frontalzone, die eine *Zyklonenfamilie* mit zahlreichen Familienmitgliedern entwickelte (Abb. 1). Auch an der nördlichen Peripherie von Atlantikhoch und europäischer Antizyklone waren Tiefdruckgebiete vorhanden, doch meist schon in okkludiertem Zustand. Die Zyklonenfamilie des nordpazifischen Raumes bestand jedoch aus *Zyklonen im Jugendstadium.*

In der nordhemisphärischen Zirkumpolarkarte vom 3. August 1938 war auf der Rückseite des schon okkludierten Tiefs über der Ostgrenze von Alaska eine antizyklonale Isobarenkrümmung über den Königin-Charlotte-Inseln zu erkennen (Abb. 1). Am 4. August lag etwas nördlicher bereits eine selbständige Hochzelle von 1020 mb[1]. Am 5. August hatte sich bei weiterer Verlagerung nach Norden das Hoch über Alaska ausgebreitet. Am 6. August war über Cordova (Alaska) bereits ein Hochkern von 1025 mb festzustellen. Die Frontalzone, die in diesem Fall mit der Polarfront identisch war, wurde sehr diffus und war am 7. August bereits durchgerissen. Das Alaskahoch hatte vollständigen Anschluß an das Pazifikhoch gefunden. *Die nordpazifische Zyklonenfamilie wurde völlig zerstört.*

Das Pazifikhoch selbst hatte durch diese Vorgänge bedeutsame Veränderungen erfahren. Es war kräftiger geworden, denn das Hochdruckzentrum wurde am 8. August von der Isobare 1035 mb, gegenüber 1030 mb am 3. August und 1025 mb am 4. August gebildet. Die Hochachse, am 3. August zonal verlaufend, hatte sich aufgerichtet und verlief dann parallel zu den Meridianen. *Der Pazifische Lungenflügel hatte tief Luft „eingeatmet"*, wenn man wieder den Vergleich mit den Atmungsorganen des Menschen heranziehen darf.

---

[1] Am besten ist die Entwicklung an Hand der „Historical Weather Maps, Northern Hemisphere Sea Level" zu verfolgen.

4. Über die Natur des Hochdruckvorstoßes über Alaska.

Um über das Wesen des Hochdruckvorstoßes über Alaska nähere Aufschlüsse zu erhalten, wurden die Druck- und Temperaturwerte von elf Stationen des Raumes Nordwestkanada—Alaska vom 1. bis 15. August 1938 in Tabelle 1 und 2 zusammengestellt. Die Werte wurden den „Historical Weather Maps" August 1938 entnommen. Es handelt sich um 12.00 GMT Werte = 02 bis 04 Uhr Ortszeit (local time) für Alaska, also um Frühwerte. In Tabelle 1 ist der Übergang von zyklonalen zu antizyklonalen Verhältnissen über der betreffenden Station durch $\rightarrow H$ angemerkt.

Tabelle 1. *Luftdruck über Alaska vom 2. bis 10. August 1938, 12 Uhr GMT = = 02 Uhr Ortszeit.*

	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.
Juneau	8,0	11,2	15,0	19,3	22,0	*22,7*	*22,7*	20,1	19,3
			$\rightarrow H$						
Cordova	5,8	12,0	13,9	20,7	*25,4*	*25,4*	24,7	24,0	20,7
				$\rightarrow H$					
Dawson	2,0	10,5	14,6	21,3	22,7	*24,0*	22,7	20,7	15,2
				$\rightarrow H$					
Fort Norman	98,3	11,9	14,6	20,7	22,0	*24,0*	23,4	20,4	13,0
				$\rightarrow H$					
Coppermine	95,6	0,4	10,6	15,9	16,6	*18,6*	15,2	15,5	13,2
				$\rightarrow H$					
Kodiak	12,5	14,6	13,2	14,3	23,4	*25,4*	*25,4*	24,0	19,3
					$\rightarrow H$				
Bethel	17,3	16,6	13,2	18,0	21,3	*22,0*	*22,0*	10,5	11,9
					$\rightarrow H$				
Nome	15,9	13,2	7,8	13,9	20,1	*21,3*	18,6	13,9	6,0
					$\rightarrow H$				
Fairbanks	6,4	15,2	13,9	18,6	23,4	*24,7*	22,0	20,0	15,2
					$\rightarrow H$				
Point Barrow	14,6	10,8	4,1	7,8	6,4	*16,9*	14,6	11,9	8,8
						$\rightarrow H$			
Aklavik	4,4	13,2	10,5	15,9	13,2	*20,7*	16,6	13,9	11,9
						$\rightarrow H$			

Tabelle 1 ist zu entnehmen, daß in allen Stationen schon vom 2. bis 4. August allgemeine Hebung des Druckniveaus über Alaska eingesetzt hat. Der Übergang zu antizyklonalen Verhältnissen wurde am frühesten in der am südlichsten gelegenen Station Juneau beobachtet (3./4. August) (Abb. 4). Einen Tag später griff die Antizyklonalität auf die Stationen Cordova, Dawson, Fort Norman und Coppermine über (4./5. August). Hierauf wurden Kodiak, Bethel, Nome und Fairbanks (5./6. August) und schließlich Point Barrow und Aklavik (6./7. August) von der Hochdruckwelle erfaßt.

Der Hochdruckvorstoß erfolgte also *von Süden nach Norden*, wobei er sich über ganz Alaska und dem angrenzenden nordwestkanadischen Raum ausbreitete. Er erfolgte also *senkrecht zur allgemeinen und schnellen West-Ostverlagerung*, die von allen Erscheinungen der unteren Atmosphäre, wie Fronten, Luftmassen und niedrig-troposphärischen Druckwellen zur gleichen Zeit befolgt wurde. So bewegte sich z. B. die am 3. August etwa auf der Linie Watson—Lake—Tatoosh am 125. Längengrad gelegene Okklusion in 24 Stunden bis zum 115. Längengrad, weitere 24 Stunden später bis zum 95. Längengrad und weiter in östlicher Richtung, so daß sie am 7. die kanadische Ostküste erreichte. Der Hochdruckvorstoß nach Alaska erfolgte nach Norden, senkrecht zu der allgemeinen von West nach Ost gerichteten Bewegungstendenz. Er setzte sich über den Mitführungsmechanismus in den unteren Luftschichten hinweg und dürfte daher ein im Fickerschen Sinn „primärer" Vorgang sein [*8*].

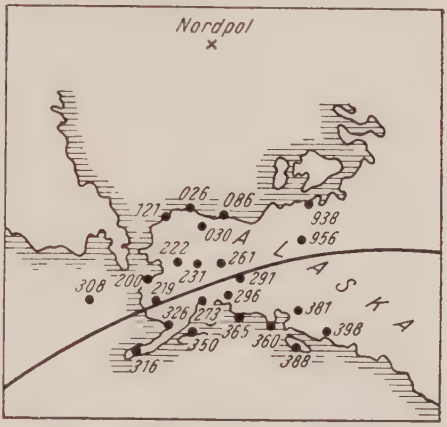


Abb. 4. Lage der Beobachtungsstationen im Gebiet von Alaska:

026 Point Barrow,	308 St. Paul,
030 Wainwraight,	316 Fort Randall,
086 Barter Js.,	326 Naknek,
121 Point Lay,,	350 Kodiak,
200 Nome,	360 Cape Stelias,
219 Bethel,	365 Cape Spencer,
222 Galena	381 Juneau,
231 Mc.Grath,	388 Cape Descion.
261 Fairbanks Weeks,	398 Annette Js.,
273 Anch Merril,	938 Coppermine,
291 Northway,	956 Fort Norman.
296 Cordova,	

Diese Vorstellung wird bei Betrachtung der Tabelle 2 weiter gefestigt. Wäre der hohe Druck über Alaska von einer niedrig-troposphärischen Kältewelle hervorgerufen, dann wäre das antizyklonale Wetter mit starkem Temperaturrückgang verknüpft gewesen. Nach dem Eintritt der Antizyklonalität trat jedoch in allen Stationen Temperaturanstieg ein oder doch keine stärkere Abkühlung. So stieg z. B. die Temperatur in Dawson unter dem Hochdruckgebiet von 0° am 5. August auf 4° am 6. August, 6° am 7. August, 7° am 8. und 9. August, und auf 8° am 10. August (Tabelle 2). Ebenso erhöhte sich die Temperatur in Fairbanks von 7° am 6. auf 9° am 7. bis 14° am 10. August. Ähnlich war der Temperaturverlauf in allen anderen Stationen. Unter dem Hochdruckgebiet über Alaska war also *Warmluft* vorhanden. Der hohe Druck kam daher nicht etwa durch troposphärische Kaltluft zustande, sondern muß andere Ursachen gehabt haben, die hier mangels aerologischen Beobachtungsmaterials nicht aufgedeckt werden können. Man hat aber hier einen starken Druckanstieg ohne entsprechende Abkühlung, was im allgemeinen charakteristisch für subtropische Hochdruckvorstöße ist.

Tabelle 2. *Temperaturen über Alaska vom 2. bis 10. August 1938, 12 Uhr GMT = 02 Uhr Ortszeit.*

	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.
Juneau	11	11	10 → *H*	10	9	10	11	11	11
Cordova	10	8	10	9 → *H*	11	9	11	11	11
Dawson	9	5	1	0 → *H*	4	6	7	7	8
Fort Norman	11	5	6	8 → *H*	5	9	9	10	12
Coppermine	7	5	6	6 → *H*	7	7	9	7	6
Kodiak	11	10	9	12	11 → *H*	12	12	12	12
Bethel	8	—	10	10	10 → *H*	12	10	14	14
Nome	2	5	9	8	10 → *H*	12	12	10	11
Fairbanks	8	6	5	9	7 → *H*	9	8	11	14
Point Barrow	0	6	5	8	5	5 → *H*	7	7	6
Aklavik	4	2	5	8	11	12 → *H*	11	12	14

5. Auswirkungen der Vorgänge über Alaska auf die europäische Wetterlage.

Vom 2. bis 7. August stieg der Luftdruck über Alaska sehr stark an, am stärksten, um fast 25 mb, in Fort Norman, um 23 mb in Coppermine, um 22 mb in Dawson und um fast 20 mb in Cordova. Dieser Druckanstieg kann nur durch beträchtlichen *Massenzufluß in der Atmosphäre* über Alaska erfolgt sein.

Wie aus den Zirkumpolarkarten zu entnehmen ist, werden durch den Vorstoß des pazifischen Hochdruckgebietes nach Norden *zwei Ausgleichsströmungen* nach Süden angeregt. Im Zuge dieses „meridionalen Luftaustausches" erfolgte an der Westflanke des Pazifikhochs ein polarer Kälteausbruch über das Ochotskische Meer gegen die Kurilen auf den Stillen Ozean hinaus. Er führte am 7. August zu Zyklogenese westlich der Alëuten. An der Ostflanke des Pazifikhochs setzten sich vom 4. auf 5. August polare Kaltluftmassen aus dem Raum Großer Sklavensee bis Winnipeg, angeregt durch die Hochzelle über Alaska, nach Süden in Bewegung. Die polare Kältewelle breitete sich weiter nach Südosten über Kanada und die nördlichen Gebiete der USA aus. Am 6. August fand sie Anschluß an das nordatlantische Tiefdrucksystem. Am 8. erreichte die Kältewelle den Atlantischen Ozean, den sie in 3 Tagen über-

querte. Dabei wurde die *cP*-Masse in eine *mP*-Masse umgewandelt. Am 11. August hatte die 6 Tage vorher durch die Vorgänge über Alaska in Bewegung geratene und aus dem nordwestkanadischen Raum stammende Kältewelle die westeuropäische Küste erreicht. Die drang am 12. in den europäischen Kontinent ein und erreichte am 13. August Mitteleuropa (1. Kaltluftwelle).

Inzwischen war am 6. August ein neuerlicher Vorstoß polarer Kaltluftmassen aus dem Raum Großer Sklavensee—Winnipeg nach Südosten erfolgt. Diese 2. Kaltluftwelle ging über Kanada und die Oststaaten der USA hinweg und erreichte am 12. August den Atlantischen Ozean. In 3 Tagen wurde dieser überquert, wobei die *cP*-Masse wieder in eine *mP*-Masse umgewandelt wurde. Am 17. August drang die Kaltluft in Mitteleuropa ein (2. Kaltluftwelle).

Wie früher bereits erwähnt wurde, führte die kalte Ausgleichsströmung auf der Westflanke des Pazifischen Hochdruckgebietes am 7. August zur Zyklogenese westlich der Aleuten. Am 6. August trat auf dem Pazifischen Ozean, etwa 43° nördlicher Breite und 165° östlicher Länge, Wellenbildung ein. Das im Zusammenhang mit einer Massenkonzentration nach Alaska vorstoßende Pazifikhoch hatte über dem Beringsmeer eine Gegenströmung polarer Luft nach Süden hervorgerufen. Sie traf auf maritime Subtropenluft, die auf der westlichen Seite des pazifischen Hochdruckgebietes nach Norden strömte. Die Welle entwickelte sich zum selbständigen, westlich der Alëuten liegenden Tiefdruckgebiet, das am 7. August einen Kerndruck von 1005 mb und am 8. August von 995 mb hatte. Das Tiefdruckgebiet lenkte die zuerst nach Süden vorgestoßene polare Kaltluft nach Osten ab. Am 10. August strömte die Kaltluft über die Alëuten nach Alaska. Dort wurde sie durch den Hochansatz, der sich inzwischen abgeschwächt hatte, aufgehalten, drang aber dann am 12. infolge Wiederbelebung des Tiefs über den Großen Sklavensee nach Kanada und weiter über Labrador bis zum nördlichen Atlantik. Dieser wurde bis 18. August überquert und schließlich wurde bis 28. August fast ganz Europa von der polaren Kaltluft überflutet (3. Kaltluftwelle). Wie schon erwähnt, war mit diesem Kälteeinbruch der Sommer in Mitteleuropa endgültig vorbei.

6. Bemerkungen.

Zur selben Zeit, als die sommerliche Wärmeperiode in Mitteleuropa am 3. August ihren Höhepunkt erreichte, zeigte sich jenseits des Nordpols, südöstlich von Alaska über den Königin-Charlotte-Inseln eine stärkere antizyklonale Krümmung der Isobaren. Diese Krümmung war das erste Anzeichen des Vorstoßes des pazifischen Hochdruckgebietes nach Alaska.

Dieser Vorstoß erfolgte, wie die Untersuchung ergab, nach Norden in die Gegend von Alaska, und zwar senkrecht zu der allgemeinen, von West nach Ost gerichteten troposphärischen Bewegungstendenz. Damit legitimierte sich diese Erscheinung als ein im Fickerschen Sinn „primärer“

Vorgang [8], der sich über den Mitführungsmechanismus der niedrig-troposphärischen Schichten hinwegsetzte.

Über Alaska ist *Massenzufluß in der Atmosphäre* erfolgt. Dadurch wurden an den beiden Flanken des Pazifikhochs zwei troposphärische

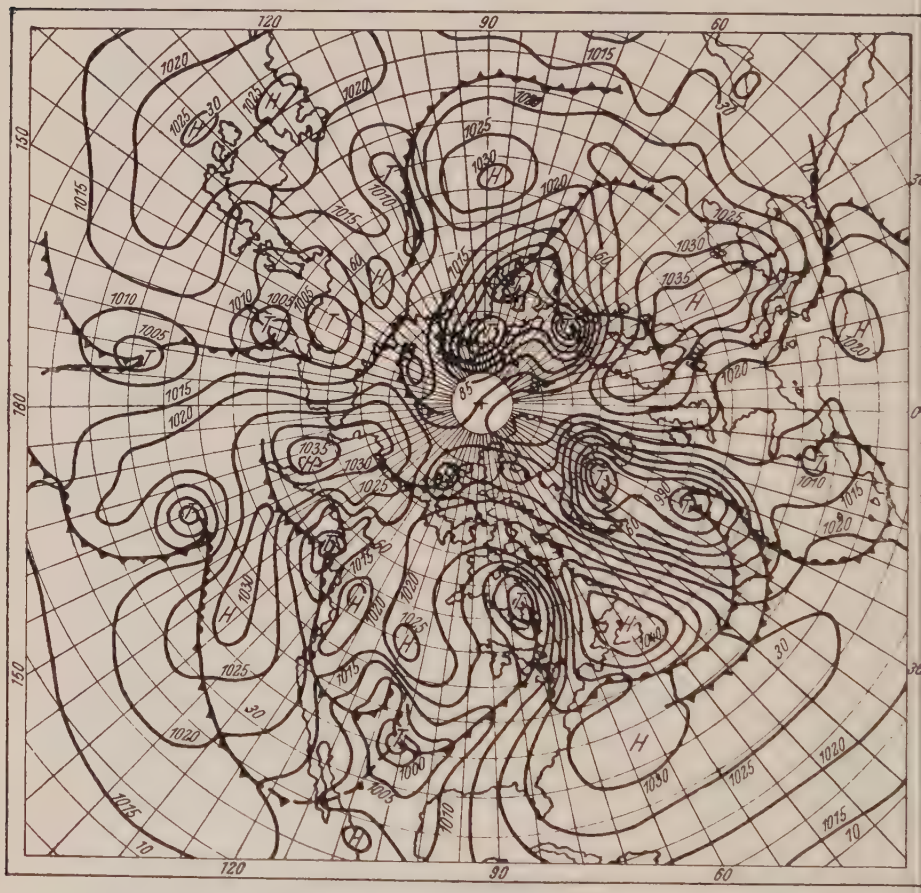


Abb. 5. Synoptische Wetterkarte der nördlichen Hemisphäre vom 25. Januar 1950. (Historical Weather Maps.)

Kompensationsströme nach Süden angeregt, die im Raume von Alaska das Massengleichgewicht wiederherstellten und das Wetterregime auf der Nordhemisphäre nachhaltigst beeinflußten. *Die atmosphärische Massenkonzentration über Alaska wirkte als Erreger weltweiter Vorgänge, die sich von der asiatischen Ostküste bis Mittel- und Südosteuropa fortpflanzten.* Von ihr ging auch die Umgestaltung der Wetterlage in Europa aus, denn der Zusammenbruch des europäischen Hochdruckgebietes und damit auch der Verfall der sommerlichen Wärmeperiode im August 1938

sind auf die beschriebenen Vorgänge in der Atmosphäre über Alaska zurückzuführen.

Durch die vom Pazifikhoch nach Alaska ausgesandte Druckwelle wurde also das Wettergeschehen über ausgedehnten Gebieten der Nordhemisphäre in bestimmter Weise reguliert, bzw. gesteuert.

II. Der Verfall der winterlichen Kälteperiode in Mitteleuropa im Februar 1950.

1. Das Ende des Hochwinters in Mitteleuropa.

Am 17. Januar 1950 trat in den skandinavischen Ländern eine Kältewelle in Erscheinung, die sich in den folgenden Tagen über Mitteleuropa

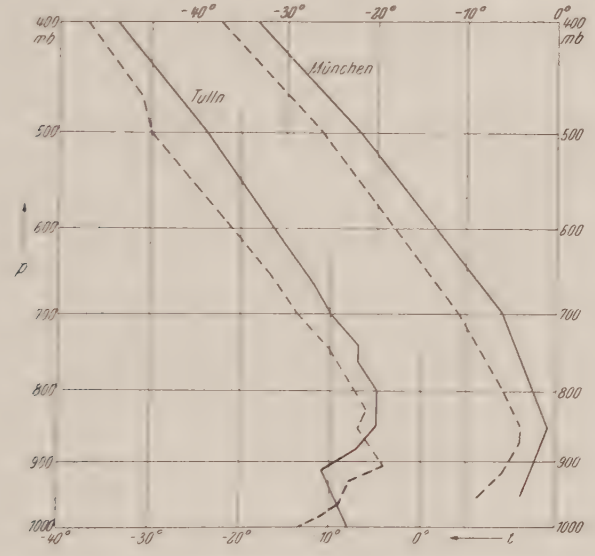


Abb. 6. Radiosondenaufstiege über Tulln und München.
31. Januar 1950, 03 Uhr GMT — 1. Februar 1950, 03 Uhr GMT.

ausbreitete und hier den Hochwinter einleitete. Der größte Teil des europäischen Kontinents war in der zweiten Hälfte des Januars von einer ausgedehnten winterlichen Antizyklone bedeckt (Abb. 5). Die Temperaturen sanken durch Advektion kontinentaler Kaltluft auf Werte herab, die vielfach zwischen — 10 und — 20° lagen. Der Höhepunkt der hochwinterlichen Kältewelle wurde in Mitteleuropa am 30. Januar erreicht. München meldete an diesem Tag eine Temperatur von — 18°, Krakau — 19°, Lemberg — 22° und Lunz am See in den Voralpen — 25°.

Am 1. Februar setzte jedoch vor einer Tiefdruckstörung, die sich den Britischen Inseln von Westen her genähert hatte, großräumiger Druckfall ein. Er schwächte den Hochdruckeinfluß über Mittel- und

Osteuropa stark ab und bereitete den Einbruch milder maritimer Luftmassen nach Mitteleuropa vor. Zuerst drang in der Höhe wärmere Luft von Westen her bis Mitteleuropa vor. Die Radiosondenaufstiege von München und Tulln (Abb. 6), sowie die alpinen Bergstationen, die am 1. Februar nur mehr Temperaturen von 1 bis 3° unter Null meldeten, zeigen deutlich das Einströmen der wärmeren ozeanischen Luftmassen.

Das Tief vor den Britischen Inseln war aber nur die Randstörung einer ausgedehnten Sturmzyklone, die den gesamten Nordatlantik bedeckte. Am 3. Februar drang eine zweite Randstörung schon auf etwas mehr östlich gelegener Bahn in Westeuropa ein. Aber auch diese Störung konnte den Frost in Mitteleuropa noch nicht beseitigen. Erst dem am 5. Februar westlich der Britischen Inseln auftauchenden Teiltief gelang es, mit seinen Störungen in Mitteleuropa einzudringen. Das kontinentale Hochdruckgebiet wurde dabei unter starker Abschwächung in den südrussischen Raum abgedrängt. Milde, ozeanische Luftmassen überschwemmten am 6. Februar mit südwestlichen Winden West- und Mitteleuropa und *beendeten den Hochwinter.*

2. Die Wetterlage auf der nördlichen Hemisphäre.

Die vom 18. Januar bis 3. Februar 1950 das europäische Festland bedeckende winterliche Antizyklone bildete längere Zeit hindurch ein unüberwindliches Hindernis für die vom Atlantik gegen Europa vordringenden Tiefdruckgebiete. Die Zugbahn der nordhemisphärischen Zyklonen lag über dem Stillen Ozean und Nordamerika etwa zwischen 30° und 50° nördlicher Breite. Beim Übergang vom nordamerikanischen Kontinent auf den Atlantischen Ozean schwenkten die Tiefdruckgebiete jedoch gegen Norden ab und erreichten schließlich bei Spitzbergen den 80. Breitenkreis. So verlagerte sich z. B. das am 18. Januar 1950 über Kanada liegende und von der nordamerikanischen Westküste zwischen 40. und 50. Breitekreis her eingewanderte Tiefdruckgebiet über Neufundland, Südspitze Grönlands, entlang der grönländischen Ostküste bis Spitzbergen und weiter nach Nowaja Semlja und Nordsibirien.

Die Umänderung des Westkurses der Tiefdruckgebiete in einen nördlichen Kurs über dem Atlantik wurde durch die Lage der 500 mb-Fläche noch unterstützt. In deren Topographie erschien am 18. Januar 1950 vor der europäischen Westküste eine starke Aufwölbung, die sich schon am 19. Januar als selbständiges Hoch über der Nordsee festsetzte und dort längere Zeit liegen blieb[1].

Die Topographie der 500 mb-Fläche vom 20. Januar 1950 zeigt etwa zwischen 10° und 30° nördlicher Breite den in mehrere Zellen aufgesplitterten subtropischen Hochdruckgürtel[1]. Zwei zungenförmige Hochausläufer mit selbständigen Kernen greifen weit nach Norden bis zum 60. Breitekreis aus. Denkt man sich durch den Nordpol entlang des 90°-Meridians eine Linie gezogen, dann ergibt sich eine quasi-symmetrische

[1] Siehe „Historical Weather Maps, Northern Hemisphere Sea Level, January 1950".

Anordnung der nordhemisphärischen Höhenhochzellen. Im Süden liegen über Kalifornien und über dem Atlantischen Ozean nördlich von Haiti zwei starke Höhenhochs, die von der durch den Golf von Mexiko verlaufenden Symmetrieachse getrennt werden. In Nordpolhöhe spiegelt sich angenähert der Höhenhochausläufer über dem Beringsmeer mit jenem über der Nordsee. Selbst auf dem asiatischen Teil der nördlichen Hemisphäre bleibt die Spiegelung in bezug auf den 90°-Meridian noch recht gut erhalten.

Auch auf der nordhemisphären Bodenkarte spiegeln sich die Hochdruckgebiete gut, vor allem wenn man als Symmetrieachse den Meridian 80° westlicher Länge nimmt und ihn nach dem Pol mit dem Meridian 100° östlicher Länge fortsetzt. Die Achse trennt das kanadische und das asiatische Kältehoch und spiegelt das Azorenhoch mit dem Pazifikhoch und das Nordseehoch mit dem Beringsmeerhoch.

Die symmetrische Anordnung der Hochdruckgebiete um eine durch die westliche und östliche Hemisphäre gelegte Symmetrieachse blieb bis zum Ende des Hochwinters in Europa, abgesehen von einigen kleineren Variationen, erhalten. Am 6. Februar war das Europahoch nicht mehr vorhanden, das Hoch über dem Beringsmeer hielt sich aber noch bis zum 15. Februar. Die Symmetrie war dadurch erheblich gestört und der Winter in Europa beendet.

3. Die Vorgänge in der Atmosphäre über Alaska.

Am 24. Januar 1950 lag über der Nordküste von Alaska das Zentrum eines Tiefdruckgebietes. Point Barrow meldete um 12.30 Uhr GMT einen Druck von 1003,1 mb. Über den Alëuten befand sich dagegen ein Hochdruckgebiet, das auch in der Topographie der 500 mb-Fläche ganz deutlich ausgeprägt war. Die Höhenströmung über dem nordöstlichsten Ausläufer des asiatischen Kontinents, über der Beringsstraße und über Alaska hatte Südwest- bis Westrichtung und zeigte über dem Nordausgang der Beringsstraße zyklonale Krümmung.

Vom 24. auf 25. Januar erfolgte ein überraschender und gewaltiger Vorstoß des Alëutenhochs auf das Festland von Alaska, der weitreichende und dramatische Auswirkungen zeigte (Abb. 5). In Tabelle 3 sind die Druckwerte von 18 Stationen Alaskas vom 24. und 25. Januar 1950 und der entsprechende 24stündige Druckunterschied eingetragen. Den stärksten Druckanstieg zeigen die nördlichsten Stationen Alaskas. In Point Barrow stieg der Druck vom 24. Januar 12.30 GMT bis zum 25. Januar 12.30 GMT um 27,4 mb, in Wainwright um 26,1 mb, in Point Lay um 24,8 mb und in Barter Is. um 23,4 mb. Der Druckunterschied wird beim Fortschreiten nach Süden immer geringer und südlich der in der Kartenskizze (Abb. 4) eingezeichneten Linie, über Südostkanada, ist der Druck überall gefallen.

Der antizyklonale Vorstoß ging etwa entlang des 160. bis 165. Meridians über Alaska und über große Teile des nördlichen Eismeeres hinweg und erreichte den 80. Breitegrad. Er erstreckte sich über ein Gebiet von beinahe 2500 km. Wenn man diesen Vorgang, der mit gewaltigen und

schnellen Massenverlagerungen verknüpft sein muß, betrachtet, dann ist man versucht von „Eruption" zu sprechen.

Tabelle 3.

	Point Barrow (026)	Wainwright (030)	Point Lay (121)	Barter Is. (086)	Galena (222)	Mc. Grath (231)	Fairbanks Weeks (261)	Bethel (219)	Anch Merrill (273)	
p	3,1	5,4	6,4	6,4	22,4	31,5	23,7	37,3	30,5	24. I.
p	30,5	31,5	31,2	29,8	34,2	35,9	26,1	38,7	29,1	25. I.
Δp	+27,4	+26,1	+24,8	+23,4	+11,8	+4,4	+2,4	+1,3	—1,4	24./25.

	Northway (291)	Naknek (326)	St. Paul (308)	Fort Randall (316)	Cape Stellas (360)	Cape Spencer (365)	Annette Is. (398)	Juneau (381)	Cape Decion (388)	
p	25,7	40,0	40,6	40,4	25,1	24,7	25,1	26,6	25,4	24. I.
p	22,4	35,9	32,9	29,5	12,9	10,8	10,5	11,9	7,8	25. I.
Δp	—3,3	—4,1	—7,7	—10,9	—12,2	—13,9	—14,6	—14,7	—17,6	24./25.

Der antizyklonale Vorstoß bleibt nicht auf die unteren Schichten der Atmosphäre beschränkt. In der Topographie der 500 mb-Fläche ist der Vorgang nicht minder eindrucksvoll. Die Antizyklonalität reicht hier von der Beringsstraße bis zum 85. Breitegrad. Die 500 mb-Fläche wird z. B. im nördlichen Eismeer an der Stelle mit den Koordinaten 180 Ost/78 Nord von 160 auf 170 Dekafuß gehoben.

4. Über die Natur des Hochdruckvorstoßes in Alaska.

Am 24. Januar 1950 herrschte über dem nordöstlichsten Ausläufer des asiatischen Kontinents, über der Beringsstraße und über Alaska im 500 mb-Niveau eine starke südwestliche bis westliche Höhenströmung. Der Hochdruckvorstoß vom 24. auf 25. Januar nach Alaska erfolgte von Süden nach Norden, senkrecht zu der von West nach Ost gerichteten Bewegungstendenz. Er setzte sich aber nicht nur über den „Mitführungsmechanismus" in den unteren Schichten der Atmosphäre hinweg, sondern

veränderte auch die Konfiguration der 500 mb-Fläche im Raume von Kamtschatka—Beringsmeer—Alaska ganz beträchtlich, wie schon früher gezeigt wurde.

Weiteren Aufschluß über das Wesen dieses beinahe „eruptiven" Hochdruckvorstoßes geben die Radiosondenaufstiege von Alaska, die nun eingehend besprochen werden sollen.

Insgesamt wurden zwölf Aufstiege ausgewertet, und zwar wurden die Aufstiege vom 25. Januar 03 Uhr GMT = 24. Januar 17 Uhr Ortszeit mit den Aufstiegen vom 26. Januar 03 Uhr GMT = 25. Januar 17 Uhr Ortszeit verglichen (Abb. 7). Dabei können sehr deutlich *drei Gruppen* mit charakteristischen Temperaturänderungen unterschieden werden:

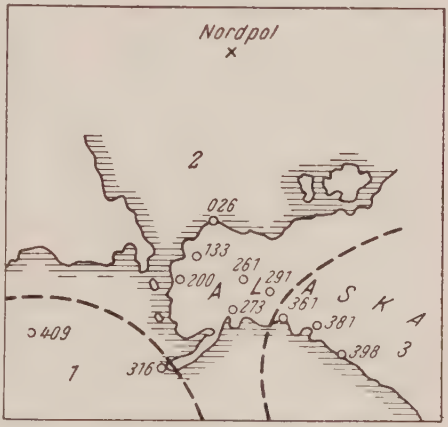


Abb. 7. Lage der Radiosondenstationen im Gebiet von Alaska:

026 Point Barrow,	291 Northway,
133 Kotzebue,	316 Ft. Randall,
200 Nome,	361 Yakutat,
204 Gambell,	381 Juneau,
261 Fairbanks Weeks,	398 Annette Js.,
273 Anch Merrill,	409 Massacre Bay.

In der *ersten Gruppe* der Radiosondenaufstiege von Alaska trat in allen Höhen keine besondere Temperaturänderung ein. Vor allem zeigte die Höhe der Tropopause nahezu keine Veränderung. Es sind dies die Aufstiege von Massacre Bay, Gambell und Fort Randall (Abb. 8*a*). Diese drei Orte liegen im Süden und Südwesten Alaskas und außerhalb des antizyklonalen Stoßbereiches.

In der *zweiten Gruppe* der Radiosondenaufstiege von Alaska trat in der Stratosphäre starke Abkühlung ein, während sich die Troposphäre, abgesehen von der Grundschicht [*9*], erwärmte. Es sind dies die Aufstiege von Northway, Anch Merrill, Fairbanks Weeks, Kotzebue, Nome und Point Barrow (Abb. 8*b*, *c*, *d*). Alle diese Stationen liegen im zentralen Teil des beinahe „eruptiven" Hochdruckvorstoßes über Alaska. Über Fairbanks Weeks trat z. B. im Niveau 210 mb Abkühlung um — 16°, über Point Barrow im Niveau 200 mb um — 13° und über Nome im Niveau 180 mb um — 10° ein. Die Tropopause wurde über allen Stationen dieser zweiten Gruppe beträchtlich hinaufgesetzt. In Point Barrow lag sie am Vortage bei 300 mb, am nächsten Tag bei 190 mb; in Fairbanks Weeks am Vortage ebenfalls bei 300 mb, am Folgetag bei 210 mb usw.

In der *dritten Gruppe* trat in der Troposphäre Abkühlung ein (die Grundschicht ausgenommen) und in der Stratosphäre geringe Erwärmung. Die Tropopause senkte sich dabei etwas herab. Diese Beobachtungen wurden bei den Aufstiegen von Yakutat, Juneau und Annette gemacht

(Abb. 8 *e*). Diese Stationen liegen in der Nähe der kanadischen Westküste, ganz abseits im Südosten des antizyklonalen Vorstoßes. Die Vorgänge über diesen Stationen der dritten Gruppe sind für unsere weiteren Betrachtungen zunächst ebenso uninteressant, wie die Ereignisse über den Stationen der ersten Gruppe.

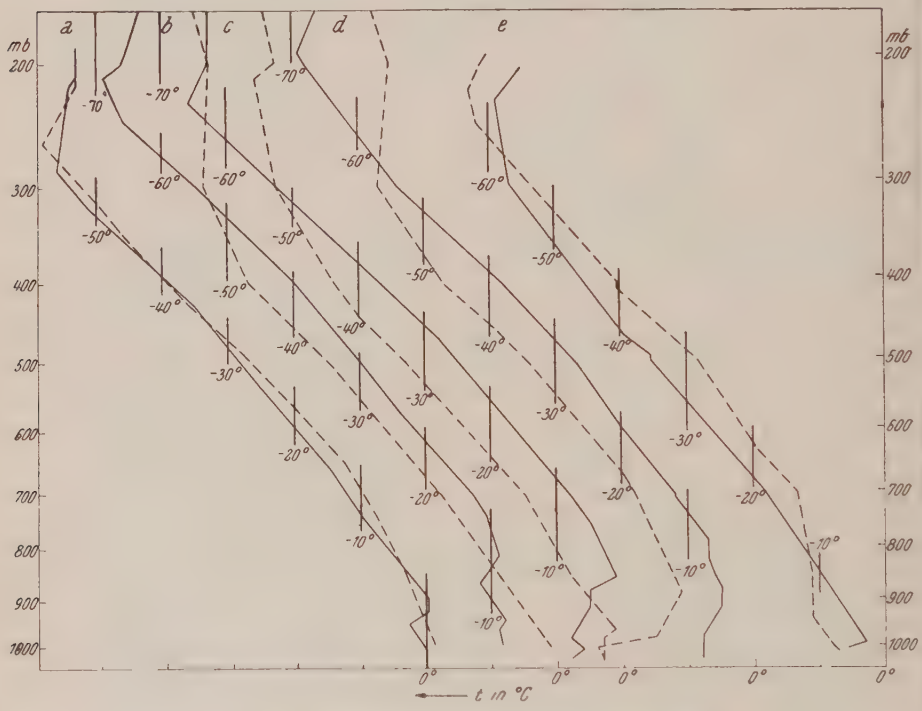


Abb. 8. Radiosondenaufstiege im Gebiet von Alaska.
a) Massacre Bay, b) Fairbanks Weeks, c) Kotzebue, d) Point Barrow, e) Annette Island.
25. Januar 1950, 03 Uhr MGT — 26. Januar 1950, 03 Uhr MGT.

Besonderes Interesse hingegen erwecken die Vorgänge in der Atmosphäre über den Stationen der zweiten Gruppe. Was sind eigentlich die Ursachen des starken Druckanstieges über Alaska, der in Point Barrow 27,4 mb, in Wainwright 26,1 mb, in Point Lay 24,8 mb und in Barter Is. 23,4 mb beträgt (Tabelle 3)? Nach der „statischen Auffassung" über den Aufbau der Hoch- und Tiefdruckgebiete wäre der hohe Druck über Alaska durch einen *Kältevorstoß in der Stratosphäre* verursacht worden. Die in allen Stationen der zweiten Gruppe in Erscheinung tretende starke advektive Abkühlung in der Stratosphäre, durch die nach THOMAS [*10*, *11*] ein direkter Massenzuwachs in der Stratosphäre eingeleitet wird, hätte gleichsam die Wirkung eines schweren Stempels. Die Aufstiege von Fairbanks Weeks, Point Barrow, Kotzebue und aller anderen der

zweiten Gruppe scheinen die Auffassungen Fickers und Thomas schlagend zu bekräftigen.

Trotzdem sollen hier einige Argumente vorgebracht werden, die gegen die „statische" Auffassung Einwendungen erheben. Die Luftdichte ist in der Stratosphäre schon so gering, daß es schwer fällt, den starken Druckanstieg am Boden durch eine nur stratosphärische Massenkonzentration zu erklären. Vielleicht findet die Massenzufuhr nicht allein in der Stratosphäre statt, sondern auch in der Troposphäre, und nicht nur von oben her, sondern überwiegend horizontal von einer oder von vielen Seiten her gleichzeitig (ageostrophische Windkomponente). Man müßte dann annehmen, daß in der Troposphäre, etwa zwischen 5 und 10 km Höhe, eine Massenkonvergenz stattfindet, d. h. daß in einem bestimmten Raum der Atmosphäre die Luftzufuhr größer als der Luftabfluß ist. Dann steigt der Luftdruck unterhalb des konvergenten Raumes in allen Höhen an. Außerdem wird Luft nach unten absinken und ähnliche Veränderungen des Temperaturfeldes, Erwärmung und Schrumpfung, hervorbringen, wie sie Thomas [*10*] bei seinem Fall gefunden hat. Aber auch nach oben hin wird die Wirkung der Konvergenz im „Stau"-Raume die Luft hinaufpressen. Hebung der oberen Schichten, stratosphärische Abkühlung und ein Anwachsen der Troposphäre sind die Folgen. In diesem Zusammenhang sind die Aufstiege der zweiten Gruppe sehr beachtenswert. Über Kotzebue lag am Vortage die Tropopause bei 300 mb. Am nächsten Tag verlief die Zustandskurve von 470 mb bis 230 mb, der neuen Tropopausenlage, durchwegs angenähert in einer geraden Linie, und zwar nahezu adiabatisch (Abb. 8*c*). Die Vermutung liegt nahe, daß die Luft durch irgendwelche Vorgänge zum Aufsteigen gezwungen wurde und sich dabei adiabatisch abgekühlt hat. Auch in anderen Aufstiegen der zweiten Gruppe kann dieses auffällige Hinaufverlängern entlang den Adiabaten beobachtet werden, wie z. B. über Fairbanks Weeks, Nome und Point Barrow (Abb. 8*b*, *d*).

Es ist aber nicht das Ziel dieser Arbeit, den Streit um die Stratosphäre zu klären. Welches immer auch die Ursachen der Entstehung von dynamischen Hochdruckgebieten sein mögen, für die Entwicklung des Gedankens, der dieser Arbeit zugrunde liegt, ist ausschlaggebend, daß über dem Gebiet von Alaska Ereignisse eingetreten sind, die starke Veränderungen im Aufbau der gesamten Atmosphäre von der Grundschicht bis zur Stratosphäre hervorgerufen haben.

5. Auswirkungen der Vorgänge über Alaska auf die europäische Wetterlage.

Wie aus Tabelle 3 ersichtlich ist, stieg vom 24. Januar bis 25. Januar der Luftdruck in Alaska sehr stark an. Am stärksten, um 27,4 mb, in Point Barrow, um 26,1 mb in Wainwright, um 24,8 mb in Point Lay und um 23,4 mb in Barter Is. Dieser Druckanstieg kann nur durch Massenkonzentration in der Atmosphäre über Alaska erfolgt sein.

Wie aus der Zirkumpolarkarte vom 25. Januar 1950 zu entnehmen ist, wurde durch den starken antizyklonalen Vorstoß nach Norden, der durch Massenkonvergenz in der Atmosphäre über Alaska entstanden

sein muß, eine kräftige Ausgleichsströmung nach Süden angeregt. Im Zuge dieses meridionalen Luftaustausches setzten sich am 25. Januar Kaltluftmassen aus dem Grenzgebiet Alaska—Kanada, angeregt durch das Hochdruckgebiet über Alaska, nach Süden in Bewegung. Die im vorigen Kapitel erwähnte dritte Gruppe der Radiosondenaufstiege erfaßt den beginnenden Kältevorstoß nach Süden recht gut. Vor allem in Juneau und Annette wird in der Troposphäre ein Temperaturrückgang durchwegs um 4 bis 7° verzeichnet, der aber die untersten Luftschichten noch nicht erfaßt hatte (Abb. 8*c*). Westlich des Alexander Archipels fand Zyklogenese statt. An der Rückseite des neuentstandenen Tiefs, das am 26. Januar den nordwestlichsten Zipfel der Vereinigten Staaten von Nordamerika erreichte, entwickelte sich der Kälteausbruch nach Südosten weiter. Mit der westlichen Höhenströmung drang das Tief bis 28. Januar zum oberen Mississippi vor. Nun wurden sowohl neue frische Kaltluftmassen aus Nordostkanada, als auch Warmluft aus dem Süden vom Tiefdruckzentrum angesogen. Vor allem die nordkanadische Kaltluft, die ihren Antrieb vom Alaskahoch erhielt, war bei der Weiterentwicklung der amerikanischen Zyklone hauptsächlich beteiligt. Bis 29. Januar trat eine starke Vertiefung (bis 990 mb) des Tiefdruckgebietes ein, dessen Zentrum dann südlich der Hudson-Bai lag. Der größte Teil Kanadas und der Vereinigten Staaten von Amerika waren nun von polarer Kaltluft überflutet. Am 30. Januar erreichte das Zentrum des Tiefdruckgebietes, das sich nunmehr bis 980 mb vertieft hatte, bei Labrador den Atlantik. Die polaren Kaltluftmassen hatten nun den gesamten nordamerikanischen Kontinent überschwemmt. Über dem Michigansee lag der Kern eines aus Kaltluftmassen gebildeten Hochdruckgebietes. Bis 31. Januar vereinigte sich das Amerikatief mit einem am Vortag bei Grönland gelegenen atlantischen Tief. Das Zentrum der neuen, den gesamten nordatlantischen Raum einnehmenden Zyklone lag mit einem Kerndruck von 960 mb bei der Südspitze Grönlands. Die polaren Kaltluftmassen stießen an der Rückseite dieses mächtigen Tiefdruckgebietes weit auf den Atlantik hinaus vor.

Bis zum 1. Februar hatte sich das große Nordatlantiktief auf 950 mb vertieft. Es beherrschte nun einen Raum, der sich von den Azoren bis Grönland und von Labrador bis zu den Britischen Inseln erstreckt. Seine Existenz verdankte dieses Tiefdruckmonstrum jenen Vorgängen, die sich vom 24. auf 25. Januar 1950 in der Atmosphäre über Alaska abspielten. Die gewaltige Massenkonzentration im Raume von Alaska brachte polare Kaltluftlawinen ins Rollen, die sich über den kanadisch-nordamerikanischen Raum wälzten, den Atlantik überquerten und schließlich in Europa eindrangen.

Am Südrande des atlantischen Tiefdruckgebietes bildeten sich Randstörungen aus. Die erste, die am 1. Februar bei Irland ankam, lief sich an der Westflanke der stationären winterlichen Antizyklone über Europa tot. Die nächste Randstörung erschien am 2. Februar südwestlich von Irland. Sie kam am 3. Februar bis Schottland und am 4. bis Skandinavien, ging aber dann ebenfalls verloren. Erst das am 5. Februar westlich der Britischen Inseln auftauchende Teiltief konnte mit seinen frontalen

Störungen in Mitteleuropa eindringen. Das kontinentale Hochdruckgebiet wurde dabei unter starker Abschwächung in den südrussischen Raum abgedrängt (vgl. S. 309 f.).

6. Bemerkungen.

Das Schicksal des stationären Hochdruckgebietes über Europa, dessen endgültiger Verfall am 5. Februar 1950 eintrat, war bereits 11 Tage vorher, vom 24. auf 25. Januar 1950, durch die Vorgänge über Alaska besiegelt. Die Zusammenballung von Luftmassen in diesem Raum hatte in kürzester Frist Druckanstieg von fast 30 mb zur Folge. Die sofort einsetzende kalte Ausgleichsströmung vom nordwestkanadischen Raum gegen das Innere Nordamerikas führte zu der im vorigen Kapitel beschriebenen Entwicklung. Nach Zurücklegung einer gewaltigen Wegstrecke und Transformation zu maritimer Luft drang diese schließlich in Mitteleuropa ein.

Von der plötzlichen Massenkonzentration am 25. Februar über Alaska gingen also gewaltige Impulse aus. Sie wurde zum *Erreger weltweiter Vorgänge*, die sich von Alaska bis Mittel- und Osteuropa fortpflanzten. Von ihr ging die Umgestaltung der Wetterlage in Europa aus, denn *der Zusammenbruch der winterlichen Antizyklone über Europa im Februar 1950 ist auf die Vorgänge in der Atmosphäre über Alaska zurückzuführen.*

Schlußfolgerungen.

1. In beiden behandelten Fällen, sowohl August 1938 als auch Februar 1950, trat über Alaska ein starkes Drucksteiggebiet von 25 bis 30 mb in Erscheinung. Diese Druckwelle, die vom Pazifikhoch ausgesendet wurde, breitete sich senkrecht zur allgemeinen und schnellen West-Ostverlagerung, die von allen Erscheinungen der unteren Atmosphäre wie Fronten, Luftmassen und niedrig-troposphärischen Druckwellen streng befolgt wurde, von Süden nach Norden aus. Die Bewegung der Druckwelle konnte weder aus der Verteilung der Luftmassen noch aus der herrschenden Luftdruckverteilung erklärt werden. Selbst die Höhenwetterkarte (Topographie der 500 mb-Fläche) zeigte z. B. am 24. Januar über Alaska eine starke südwestliche bis westliche Höhenströmung. Die Druckwelle breitete sich aber entlang des 160. bis 165. Meridians von Süden her über Alaska und große Teile des nördlichen Eismeeres hinweg bis zum 80. Breitegrad direkt nach Norden aus. Die Bewegung der Druckwelle konnte daher auch mit Hilfe der 500 mb-Karten nicht erklärt werden. Sie hatte demnach keinen unmittelbaren Zusammenhang mit niedrig-troposphärischen Erscheinungen.

2. Von der über Alaska in Erscheinung getretenen Druckwelle gingen direkte und gewaltige Impulse auf große Teile des nordhemisphärischen Wettergeschehens aus. Durch den Druckanstieg von 25 bis 30 mb über Alaska setzten sich kalte Strömungen aus dem nordkanadischen Raum gegen das Innere Nordamerikas in Bewegung. Dieser Kälteausbruch führte nach Zusammenprall mit Warmluftströmungen zu Zyklogenese. Mit den entstandenen Tiefdruckgebieten überschritt die aus Nordkanada

stammende Kaltluft den Atlantik und erreichte schließlich den europäischen Kontinent. Hier beherrschten seit längerer Zeit große stationäre Antizyklonen die Wetterlage. Alle vorher gegen die europäische Antizyklone ankämpfenden nordatlantischen Störungen waren erfolglos geblieben. Erst die Druckwelle über Alaska und die von ihr ausgelöste Kältewelle führte in weiterer Folge zum Zusammenbruch der europäischen Antizyklone.

3. Die Auslösung und Bewegung des nordkanadischen Kälteausbruches ließ sich nicht aus der ursprünglichen Verteilung der Luftmassen selbst und aus der durch diese Verteilung bewirkten Druckverteilung allein erklären, sondern die Bewegung wurde durch Vorgänge außerhalb des betrachteten Systems, nämlich durch die Druckwelle über Alaska, erzwungen. Die beschriebenen Vorgänge entsprechen daher Fickers Definition der Steuerung (s. S. 298). Man kann daher auch sagen: *Das Wettergeschehen auf der Nordhemisphäre wurde in den betrachteten Zeiträumen von der Druckwelle über Alaska gesteuert.*

4. In den beschriebenen Fällen ist das Hoch über Alaska demnach ein echtes Steuerungszentrum. Der Raum Alaska kann daher im betrachteten Zeitraum mit voller Berechtigung als ein „Zentrum atmosphärischer Aktion" bezeichnet werden. Das Schicksal der stationären europäischen Antizyklone war in dem Augenblick der Erhebung des Raumes von Alaska zum Aktionszentrum, also 17 bzw. 11 Tage vor dem tatsächlichen Zusammenbruch der Antizyklone, bereits besiegelt. Diese Zusammenhänge sollten auch bei der mittelfristigen Wetterprognose nicht außer acht gelassen werden.

Literaturverzeichnis.

1. Ficker, H.: Der Sturm in Norddeutschland am 4. Juli 1928. Sitz. Ber. Preuß. Akad. d. Wiss. Berlin, Phys.-Math. Kl., 1929, S. 290.
2. Gölles, F.: Untersuchungen über den Luftdruckgang bei Kältewellen im Gebiet des Kaspischen Meeres. Meteorol. Z. **39**, 97 (1922).
3. Ficker, H.: Zur Frage der „Steuerung" in der Atmosphäre. Meteorol. Z. **55**, 8 (1938).
4. Stüve, G.: Der Mechanismus der atmosphärischen Steuerung. Synopt. Bearb. d. Wetterdienstes, Frankfurt am Main, Linke-Sonderheft, 1933.
5. Möller, F.: Gibt es nur stratosphärische Steuerung? Meteorol. Z. **55**, 87 (1938).
6. Scherhag, R.: Wetteranalyse und Wetterprognose. Springer-Verlag, 1948.
7. — Ein Grenzfall atmosphärischer Steuerung: Bodenisobaren steuern ein Höhentief. Ann. d. Hydrographie **65**, 27 (1937).
8. Ficker, H.: Die Änderungen des Wetters in den verschiedenen Entwicklungsstadien einer Depression. Wiener Sitz.-Ber. **131**, 383—415 (1922).
9. Schneider-Carius, K.: Der Schichtenbau der Troposphäre. Meteorol. Rdsch. **1**, 79 (1947).
10. Thomas, H.: Das Zustandekommen eines Druckanstieges von 35 mm durch einen stratosphärischen Kälteeinbruch ohne Mitwirkung troposphärischer Vorgänge. Sitz.-Ber. d. Preuß. Akad. Wiss., math.-naturw. Kl. **17**, 222—236 (1934).
11. — Zum Mechanismus stratosphärisch bedingter Druckänderungen. Meteorol. Z. **52**, 41—48 (1935).

551.513 (213)

(Meteorological Office, London.)

Application of Particle Dynamics to Derive a General Circulation in Low Latitudes.

By

A. H. Gordon, M. S.* and **P. M. Shaw**, B. Sc.

With 1 Figure.

Summary. In Section 1 are set out the reasons for the use of particle dynamics in this investigation. In Section 2 are solved the equations of motion for particles constrained to move along a horizontal surface under the action of a constant meridional pressure gradient force to obtain (a) velocities in spherical polar co-ordinates with naturally varying Coriolis terms, and (b) velocities and trajectories in plane cartesian co-ordinates in which the Coriolis parameter is assumed constant. Results obtained in each system are compared, showing that the plane co-ordinates as used are not significantly inaccurate, and trajectories of air particles obtained by application of this system in steps of 5° of latitude are plotted to show the production of belts of convergence at some distance from the equator under the action of meridional pressure gradient forces.

The approximation of these idealised particle trajectories to actual streamlines of the air flow are discussed in Section 3, and the concept of the production of belts of convergence is used to formulate a theory of formation and maintenance of the sub-tropical anticyclones. In Section 4 this theory is applied to observed average temperature data and the calculated results compared with observed average pressure data. A possible synoptic application of the theory is then indicated in Section 5.

Zusammenfassung. Im ersten Abschnitt werden Gründe für die Anwendung der Dynamik von Massenteilchen in der vorliegenden Arbeit dargelegt. Abschnitt 2 enthält die Lösungen der Gleichungen für die Bewegung von Massenteilchen auf horizontalen Flächen unter der Einwirkung eines konstanten meridionalen Druckgradienten. Die Lösungen ergeben a) die Geschwindigkeiten in sphärischen Polarkoordinaten mit variablem Coriolis-Term (entsprechend natürlichen Verhältnissen) und b) Geschwindigkeiten und Trajektorien in ebenen kartesischen Koordinaten, in denen der Coriolis-Parameter als konstant angenommen wird. Die Ergebnisse für beide Koor-

* Present address to W. M. O. Secretariat, Geneva, Switzerland. This paper is published with the permission of the Director of the Meteorological Office.

dinatensysteme werden verglichen und es zeigt sich, daß bei Verwendung der ebenen Koordinaten keine wesentlichen Ungenauigkeiten auftreten. Zeichnet man schrittweise von 5 zu 5° (Fig. 1) die Trajektorien der Luftteilchen, so ergeben sich als Folge der meridionalen Druckgradienten Konvergenzzonen in einigem Abstand vom Äquator.

Die Annäherung dieser idealisierten Trajektorien an tatsächliche Stromlinien der Luft wird in Abschnitt 3 diskutiert. An Hand der Vorstellungen von der Entstehung der Konvergenzzonen wird eine Theorie der Entstehung und Erhaltung subtropischer Antizyklonen gegeben. Im vierten Abschnitt wird diese Theorie auf beobachtete Mitteltemperaturen angewendet und die Ergebnisse der Berechnung werden mit beobachteten mittleren Luftdruckwerten verglichen. Auf eine mögliche synoptische Anwendung der vorliegenden Ergebnisse wird in Abschnitt 5 hingewiesen.

Résumé. La première partie contient les motifs de l'emploi de la dynamique de points pesants dans la présente étude. La deuxième partie donne les solutions des équations du mouvement de points pesants sur des surfaces horizontales sous l'effet d'un gradient méridien constant. Ces solutions fournissent les vitesses en coordonnées polaires sphériques avec un terme Coriolis variable, ainsi que les vitesses et les trajectoires en coordonnées cartésiennes planes en admettant un paramètre de Coriolis constant. On compare les résultats pour les deux systèmes de coordonnées et l'on constate que l'emploi des coordonnées planes n'introduit pas d'erreurs appréciables. Si l'on dessine les trajectoires de 5 en 5 degrés on voit apparaître des zones de convergence à quelque distance de l'équateur par suite des gradients méridiens.

Dans la troisième partie on discute la similitude plus ou moins grande de ces trajectoires idéalisées avec les lignes de courant réelles. Parant de l'origine possible des zones de convergence, on établit une théorie de l'origine et du maintien des anticyclones subtropicaux. Dans la quatrième partie on applique cette théorie aux températures moyennes observées et l'on compare les résultats avec les valeurs moyennes observées de la pression. Dans la cinquième partie enfin on montre l'application possible des résultats obtenus à la synoptique.

1. Introduction.

The use of particle dynamics to attack problems of air transport in three dimensions has been largely superseded by hydrodynamical methods incorporating the equation of mass continuity. The latter method has achieved some success; but it suffers from the drawback that simplifying assumptions may be difficult or impossible to apply.

Particularly is this true in problems where air is constrained to move along a surface or sets of surfaces. For example, in papers by Grimes [5] and Crossley [3] discussing the movement of air in low latitudes, it is assumed that motion is (a) confined to the "horizontal" plane, (b) steady, (c) independent of longitude, while (d) the density ϱ of the air is constant. The equation of continuity is then applied, but the employment of this equation, subject to those four conditions, automatically limits the motion to non convergent or non divergent flow. As a consequence, given initial conditions of motion determine not only the streamlines but also the

pressure field and, for any given value of ϱ, the temperature field as well; a somewhat unreal result.

The essential fact is that if air be constrained to move along a surface, any convergence or divergence cannot be compensated for by interchange of air to or from adjacent layers, and thus an artificially large variation in the density ϱ will result. It follows that any values of ϱ derived from the equation of continuity would be purely conventional, and conversely any restriction placed on the variation of ϱ would severely limit the possible motion.

This has been realised, though stated differently, by authors of recent papers, e. g. FORSYTHE [7], who gives reasons for using only particle dynamics, and FORSDYKE [6], who comments on GRIMES and CROSSLEY's results and then drops condition (d) for his subsequent work on similar lines.

The present paper deals mainly with the mass transport of air in low latitudes under the action of certain steady pressure fields. In order to calculate this mass transport it is necessary to solve the equations of motion and find the trajectories of the air flow. This was found to be possible only if the air was constrained to move along a surface. Accordingly, the equation of continuity was discarded and the treatment adopted has been to differentiate the atmosphere from sea level up to heights above which pressure becomes inappreciable for synoptic considerations into horizontal layers, and consider the motion in each layer to be independent of all other layers so that the flow can be discussed by the methods of particle dynamics. Although quantitative accuracy has thereby been lost, it is thought that the qualitative results may justify this treatment.

In order to obtain trajectories of air flow under the action of steady, but positionally varying, meridional pressure gradient forces and a rapidly varying Coriolis parameter, it was found necessary to postulate non-viscous and two-dimensional flow. The equations of motion could then be solved to obtain particle trajectories, but only in plane cartesian co-ordinates and even then only by assuming that (I) the plane is horizontal throughout its extent, (II) the Coriolis parameter, $2\,\omega\,\mathrm{Sin}\,\Phi$, is constant and (III) the pressure gradient force, G, is constant.

These trajectories were then used to calculate the mass transport of air in various layers, in steps of 5° of latitude, taking different values of $2\,\omega\,\mathrm{Sin}\,\Phi$ and G for each step.

Since the trajectories extend over some thousands of miles of the earth's surface, it was thought desirable to test their validity, since the use of assumptions (I) and (II) might have introduced large errors. Any errors due to (I) are inherent in the use of the plane co-ordinate system over large distances, as noted by MCVITTIE [9], while errors due to (II) might not have been fully compensated for by taking steps as large as 5° of latitude.

It was considered that, subject to the simplifying conditions, the use of spherical polar co-ordinates, allowing the Coriolis terms to vary as

in nature, would give the most accurate results. Accordingly, the equations of motion in these co-ordinates were solved to obtain velocities of air particles moving along a horizontal surface under the action of a constant meridional pressure gradient force. Comparable results obtained by the use of each of the two co-ordinate system are tabulated in the text, and it is shown that inaccuracies due to assumptions (I) and (II) are not significant to the final calculations.

2. Solutions of the equations of non-viscous motion for air particles constrained to move along a horizontal surface under the action of a constant meridional pressure gradient force.

(a) Spherical Polar Co-ordinates, with naturally varying Coriolis terms.

The equations of motion of a particle of air, using "geographical" spherical polar co-ordinates (r, λ, Φ), as given in standard textbooks, are

$$\ddot{r} - \bar{r}\,\dot{\Phi}^2 - \bar{r}\,\mathrm{Cos}^2\Phi\cdot\dot{\lambda}\,(\dot{\lambda}+2\,\omega) = -g + R, \qquad (1)$$

$$r\cdot\mathrm{Cos}\,\Phi\cdot\ddot{\lambda} + 2\,(\dot{\lambda}+\omega)\,(\dot{r}\cdot\mathrm{Cos}\,\Phi - r\cdot\mathrm{Sin}\,\Phi\cdot\dot{\Phi}) = E, \qquad (2)$$

$$r\cdot\ddot{\Phi} + 2\,\dot{r}\cdot\dot{\Phi} + r\cdot\mathrm{Sin}\,\Phi\cdot\mathrm{Cos}\,\Phi\cdot\dot{\lambda}\,(\dot{\lambda}+2\,\omega) = N \qquad (3)$$

where g is the acceleration due to "terrestrial gravity" and R, E, N are the components of the external forces due to pressure, viscosity, turbulence, etc., directed vertically upwards (r), to the east (e) and to the north (n).

Let the following conditions be imposed:

(I) that the motion is horizontal,
(II) that the motion is non-viscous,
(III) that $-\frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial e} = 0$ for all positions of the particle, at all times,
(IV) that $-\frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial n}$ = constant, G say, for all positions of the particle, at all times.

Owing to the spheroidal shape of the earth, condition (I) does not automatically imply $\dot{r} = 0$; but, since the particle during a northward journey of over 3000 kms would descend vertically only 7 kms, and during an eastward journey of any length would not move at all vertically, we can safely say that $\dot{r}$ is so small as to be negligible, so that r may be taken as effectively constant.

Eqs. (2) and (3) then reduce to

$$\mathrm{Cos}\,\Phi\cdot\ddot{\lambda} - 2\,(\dot{\lambda}+\omega)\,\mathrm{Sin}\,\Phi\cdot\dot{\Phi} = 0, \qquad (4)$$

$$\ddot{\Phi} + \mathrm{Sin}\,\Phi\cdot\mathrm{Cos}\,\Phi\,(\dot{\lambda}+\omega-\omega)\,(\dot{\lambda}+\omega+\omega) = G/a \qquad (5)$$

where a = Radius of the earth
+ Height at which motion is taking place,
$\frac{}{}$ Radius of the earth.

Take as initial conditions

$$t = 0, \quad \Phi = \Phi_0, \quad \dot{\Phi} = 0, \quad \dot{\lambda} = 0.$$

Integrating Eq. (4), we obtain

$$\dot{\lambda} + \omega = \omega \cdot \mathrm{Cos}^2 \Phi_0 \cdot \mathrm{Sec}^2 \Phi. \tag{6}$$

Substituting in Eq. (5), we obtain

$$\ddot{\Phi} + \omega^2 \cdot \mathrm{Sin}\, \Phi \cdot \mathrm{Cos}\, \Phi\, (\mathrm{Cos}^4 \Phi_0 \cdot \mathrm{Sec}^4 \Phi - 1) = G/a.$$

Integrating, we have

$$\dot{\Phi}^2 = \frac{2G}{a}(\Phi - \Phi_0) - \omega^2 (\mathrm{Cos}^4 \Phi_0 \cdot \mathrm{Sec}^2 \Phi + \mathrm{Cos}^2 \Phi) + 2\omega^2 \cdot \mathrm{Cos}^2 \Phi^0,$$

$$= \frac{2G}{a}(\Phi - \Phi_0) - \omega^2 (\mathrm{Cos}^2 \Phi_0 - \mathrm{Cos}^2 \Phi)^2 / \mathrm{Cos}^2 \Phi. \tag{7}$$

Then, combining Eqs. (6) and (7), and denoting the velocity of the particle at time t, position (a, Φ, λ), by V, we have

$$V^2 = a^2 (\dot{\Phi}^2 + \mathrm{Cos}^2 \Phi \cdot \dot{\lambda}^2) = 2Ga(\Phi - \Phi_0). \tag{8}$$

For the particle to be travelling parallel to the equator, $\dot{\Phi} = 0$, and from Eq. (7) the corresponding value of Φ, Φ_A, is given by

$$\frac{2G}{\omega^2 a}(\Phi_A - \Phi_0) = \{(\mathrm{Cos}\, \Phi_0 - \mathrm{Cos}\, \Phi_A)(\mathrm{Cos}\, \Phi_0 + \mathrm{Cos}\, \Phi_A)\}^2 / \mathrm{Cos}^2 \Phi_A \tag{9}$$

and the velocity, U_A, of the particle at that instant is found from Eq. (8)

$$U_A = \{2Ga(\Phi_A - \Phi_0)\}^{1/2}. \tag{10}$$

Taking $\omega = 7.27 \cdot 10^{-5}$ radians per second; $a = 6.37 \cdot 10^6$ metres; $G = 10^{-3}$ metres per second^{-2}; we obtain the following table.

Table I.

Φ_0 (° North)	Φ_A (correct to $^1/_2$°)	$\Phi_A - \Phi_0$ (correct to $^1/_2$°)	U_A (correct to 2 m. p. s.)
— 10°	27°	37°	91
— 5°	24°	29°	80
0°	22°	22°	70
5°	21°	16°	60
10°	21°	11°	50
15°	23°	8°	42
20°	25$^1/_2$°	5$^1/_2$°	35
25°	29°	4°	30
30°	33°	3°	26

(b) Plane Cartesian Co-ordinates, with constant Coriolis parameter.

We assume that the plane of reference can be regarded as everywhere horizontal and take axes Ox, Oy directed to the east and north respectively; then putting $2\omega\, \mathrm{Sin}\, \Phi$ equal to a constant, l say; and imposing conditions

(I) to (IV) of 2 (a); the equations of motion of a particle of air travelling in the plane reduce to

$$\ddot{x} - l \cdot \dot{y} = 0, \tag{11}$$

$$\ddot{y} + l \cdot \dot{x} = G. \tag{12}$$

Taking as initial conditions

$$t = 0, \quad x = x_0, \quad y = y_0, \quad \dot{x} = u_0 = a_0 \frac{G}{l}, \quad \dot{y} = v_0 = b_0 \frac{G}{l}$$

($\frac{G}{l}$ being the appropriate geostrophic velocity).

Solving Eqs. (11) and (12) we obtain

$$\dot{x} = \frac{G}{l}\{1 - \sqrt{(1-a_0)^2 + b_0^2} \cdot \mathrm{Cos}\,(l\,t + \alpha)\}, \tag{13}$$

$$\dot{y} = \frac{G}{l}\sqrt{(1-a_0)^2 + b_0^2} \cdot \mathrm{Sin}\,(l\,t + \alpha), \tag{14}$$

$$x - x_0 = \frac{G}{l^2}\{b_0 + l\,t - \sqrt{(1-a_0)^2 + b_0^2} \cdot \mathrm{Sin}\,(l\,t + \alpha)\}, \tag{15}$$

$$y - y_0 = \frac{G}{l^2}\{(1-a_0) - \sqrt{(1-a_0)^2 + b_0^2} \cdot \mathrm{Cos}\,(l\,t + \alpha)\} \tag{16}$$

where

$$\alpha = \mathrm{Tan}^{-1}\left(\frac{b_0}{1-a_0}\right).$$

In all cases (except when $a_0 = 1$, $b_0 = 0$), the motion is oscillatory, the trajectories being members of the cycloid family. The generating "rolling circles" of the curves travel parallel to the isobars with the constant geostrophic velocity G/l and the motions of the particles oscillate about this state. The constants differentiating members of the family are functions of the components of the initial ageostrophic velocity, $(a_0 - 1)\,G/l$ and $b_0\,G/l$.

Taking the Origin on the equator, the value of l appropriate to known values or reasonable estimates of y_0 and y for any particular trajectory is given by the formula

$$l = \frac{\int_{\Phi_0}^{\Phi_1} 2\,\omega \cdot \mathrm{Sin}\,\Phi \cdot d\Phi}{(\Phi_1 - \Phi_0) \text{ in radians}} = 57\,296 \cdot 2\,\omega\,\frac{(\mathrm{Cos}\,\Phi_0 - \mathrm{Cos}\,\Phi_1)}{\Phi_1 - \Phi_0} \tag{17}$$

where Φ_1, Φ_0 are the latitudes corresponding to y, y_0 respectively: i. e.

$$y,\ y_0 = \Phi_1,\ \Phi_0 \cdot 1{,}113 \cdot 10^5 \text{ metres}.$$

For the purpose of this paper, it is necessary to express $x - x_0$, $\dot{x}$ and $\dot{y}$ in terms of G, l, u_0, v_0, and $y - y_0 = Y$ say.

Taking l positive, the computation is carried out as follows

$$\frac{G}{l} - u_0 = U, \qquad \mathrm{Tan}^{-1}\left(\frac{v_0}{U}\right) = \alpha,$$

$$+\sqrt{U^2 + v_0^2} = W, \qquad \mathrm{Cos}^{-1}\left(\frac{U - l\,Y}{W}\right) = \mu.$$

Then,
Final value of

$$u\,(\dot{x}) = u_0 + l\,Y. \tag{18.2}$$

Final value of

$$v\,(\dot{y}) = W \cdot \operatorname{Sin}\mu. \tag{19.2}$$

Increase in

$$x\,(x - x_0) = \frac{1}{l}\left\{v_0 - v + \frac{G}{l}\,(\mu - \alpha)\right\}. \tag{20.2}$$

If $u_0 = v_0 = 0$; then $\alpha = 0$, $W = G/l$, $\mu = \operatorname{Cos}^{-1}\left(1 - \frac{l\,Y}{G/l}\right)$ and

$$u = l\,Y, \tag{18.1}$$

$$v = \frac{G}{l}\operatorname{Sin}\mu, \tag{19.1}$$

$$x - x_0 = \frac{G}{l^2}\,(\mu - \operatorname{Sin}\mu). \tag{20.1}$$

If $|U - l\,Y| > W$, the particle attains its maximum distance northward (y_A) before it can reach $y_0 + Y$. In this case, $v_A = 0$, and the values of u_A, $x_A - x_0$ and $y_A - y_0$ are found from the formulae

$$u_A = \frac{G}{l} + W, \tag{18.3}$$

$$x_A - x_0 = \frac{1}{l}\left\{v_0 + \frac{G}{l}\,(\pi - \alpha)\right\}, \tag{20.3}$$

$$y_A - y_0 = \frac{1}{l}\,(W + U). \tag{21.3}$$

Taking l negative, the computation for Cases 1 and 2 is as follows: putting $l = -m$,

$$\frac{G}{m} + u_0 = U', \qquad \operatorname{Tan}^{-1}\left(\frac{v_0}{U'}\right) = \beta,$$

$$+\sqrt{U'^2 + v_0^2} = W', \qquad \operatorname{Cos}^{-1}\left(\frac{U' - m\,Y}{W'}\right) = \mu'.$$

Then,

$$u = u_0 - m\,Y, \tag{22.2}$$

$$v = W' \cdot \operatorname{Sin}\mu', \tag{23.2}$$

$$x - x_0 = \frac{1}{l}\left\{v - v_0 - \frac{G}{l}\,(\mu' - \beta)\right\}. \tag{24.2}$$

If $u_0 = v_0 = 0$; then $\beta = 0$, $W' = G/m$, $\mu' = \operatorname{Cos}^{-1}\left(1 - \frac{m\,Y}{G/m}\right)$ and

$$u = -m\,Y, \tag{22.1}$$

$$v = \frac{G}{m}\operatorname{Sin}\mu', \tag{23.1}$$

$$x - x_0 = -\frac{G}{m^2}\,(\mu' - \operatorname{Sin}\mu'). \tag{24.1}$$

Using steps of 5° of latitude; and taking, as in (a), $\omega = 7.27 \cdot 10^{-5}$ radians per second; $G = 10^{-3}$ metres per second^{-2}; we obtain the following table.

Table II.

Φ_0 (° North)	Φ_A (correct to $^1/_2$°)	$\Phi_A - \Phi_0$ (correct to $^1/_2$°)	λ_A (correct to $^1/_2$°)	U_A correct to 1 m. p. s.)
— 10°	27$^1/_2$°	37$^1/_2$°	11$^1/_2$°	91
— 5°	24$^1/_2$°	29$^1/_2$°	16$^1/_2$°	81
0°	22$^1/_2$°	22$^1/_2$°	17$^1/_2$°	71
5°	21$^1/_2$°	16$^1/_2$°	16$^1/_2$°	60
10°	21$^1/_2$°	11$^1/_2$°	14°	51
15°	23°	8°	11°	42
20°	25$^1/_2$°	5$^1/_2$°	8$^1/_2$°	35
25°	29°	4°	6$^1/_2$°	30
30°	33°	3°	5°	26

Comparison with Table I shows that the error in $\Phi_A - \Phi_0$ is less than $^1/_2$° from 3° to 8°, and only $^1/_2$° from 11° to 37°. The values of U_A differ by at most 1 m. p. s., which is within the limit of accuracy for the calculation of U_A in Table I.

This set of trajectories is plotted in Fig. 1.

3. Physical interpretation of the results of Section 2 and their application to the theory of the general circulation in low latitudes and formation of the sub-tropical anticyclones.

(a) Approximation of particle trajectories to actual streamlines; production of belts of convergence.

The trajectories plotted in Fig. 1 are drawn from their origins to the points at which they attain their maximum distance northward and become parallel to the isobars producing the northward acceleration G. These points are joined by a dotted line which shows the variation with latitude of origin of the maximum latitudes reached by these trajectories. It is seen that, for the particular value of G (10^{-3} m. p. s.$^{-2}$), every particle, no matter what its origin, must reach a latitude of at least 21° N, and that north of this latitude there exists a belt of convergence of the trajectories.

An attempt may be made to interpret these idealised particle trajectories in terms of actual motion in the naturally viscous and virtually incompressible atmosphere. As the trajectories in Fig. 1 begin to converge, it may be imagined that the air is squeezed horizontally and that vertical motion would result. The effect of this, and also of the frictional dissipation of energy of motion would tend to reduce the horizontal velocity. The actual streamlines would then deviate from the particle trajectories (in Fig. 1) passing further to the north, and the longer this process continues, and the more the streamlines converge, the greater would

be this decelerating effect. By the time the streamlines turn parallel to the isobars, it is probable that the horizontal velocity would be of the same order as the geostrophic velocity appropriate to that latitude, so that the streamlines would then continue more or less parallel to the isobars.

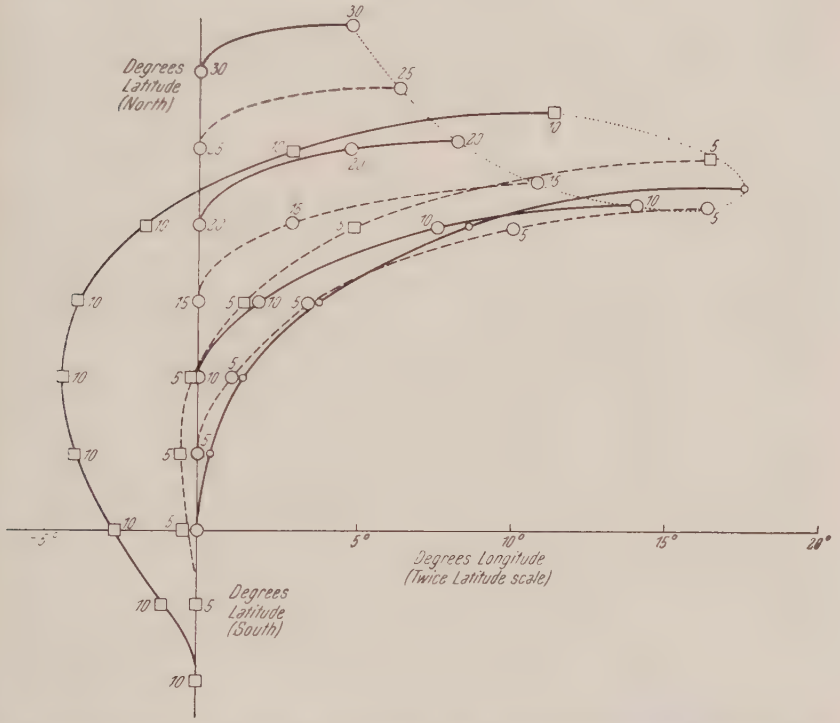


Fig. 1. Trajectories of air particles starting from rest at successive 5° parallels of latitude from 10° S to 30° N, under the action of a northward acceleration of 10^{-3} metres p. sec^2.

Thus, particle trajectories as illustrated in Fig. 1 may be considered as a first approximation to the actual streamlines which result from the imposition of a pressure field on an initially motionless flat field atmosphere under the action of the rapidly varying Coriolis parameter appropriate to low latitudes. The consequent production of a belt of convergence at some distance from the equator is the basic theoretical foundation of the theory of formation of the sub-tropical anticyclones now discussed.

(b) Theory of formation and maintenance of the sub-tropical anticyclones.

One effect of solar insolation is to create and perpetually maintain a three-dimensional atmospheric temperature field, which in turn produces an isobaric or contour field in the atmosphere. In low latitudes, owing

to the existing gradients of mean surface pressure, this mean contour field is largely flat at upper levels (1); but if there be any temporary disturbance of the normal pressure distribution, or of the normal temperature field, a pressure gradient field will be set up. The resulting kinematic motion would eventually result in a new equilibrium and the pressure gradient would vanish.

It is thought that the actual mean pressure distribution in tropical and subtropical regions, and, in particular the existence of subtropical anticyclones is maintained in this way by the existence of a potential pressure gradient field produced by the actual temperature field.

Let us suppose the mechanism of maintenance to be as follows. By the normal process of wastage air is continually being lost by the subtropical anticyclones (some of this air travels towards the equator in the surface layer) [*11*]. This will of course result in loss of pressure at all heights above them. As described above, such disturbances of the normal pressure field immediatly set up a pressure gradient field in the upper layers directed towards the anticyclones. In the tropical and adjacent sub-tropical regions between the anticyclones of the northern and southern hemispheres the directions of such gradients would be mainly meridional. In Section 2 and 3 (a) the action of such gradients on the atmospheric layers was shown to be the production of belts of convergence at some distance from the equator. In such a belt the pressures will be raised at all heights, thus destroying the original induced gradient field and preventing further cross-isobar motion. But the net result will have been the transport of a considerable mass of air from low to higher latitudes, raising the pressures at all heights in the belt of convergence. Meanwhile, the air thus transported from low latitudes at height will have been replaced by upward motion of the equatorial air, and this in turn is supplied by the equatorial surface drift of air from the anticyclone which originally started the cycle.

Thus, the sub-tropical anticyclones may be regarded as effectivly self-maintaining. The same argument can be applied to explain their formation from an initially motionless atmosphere with uniform pressure at the surface. Under such conditions, the temperature field over the oceans would produce a mainly meridionally directed pressure gradient field, and the action of this field on the atmosphere would produce belts of convergence at some distance poleward from the equator as described. Pressures would be raised at all heights in these belts, thus weakening the pressure gradient field and this process would continue until the normal flat contours at upper levels in the tropics had been established.

It is now interesting to attempt some practical verification of this theory, by applying it to actual observational data and comparing the results with the known facts. This process is described in detail in the following Section 4. It is essential that the example given is considered as *symbolic* only, to describe the processes at work.

4. Application of the equations of Section 2 and the theory of Section 3 to observationel data relating to the formation of the North Atlantic sub-tropical anticyclones.

(a) Calculation of the pressure gradient field from actual temperature data.

The first essential in this investigation was to ascertain the atmospheric temperature field prevailing over the oceans. Unfortunately, upper air data over sea areas is scarce and some compromise had to be found between this lack of ocean data and the uncertainty involved in extrapolating values obtained over land areas.

Such a compromise was found in the values given by HESS [8] for the mean temperature distributions in winter and summer along the 80th meridian of longitude up to a height of 20 kms, based on data supplied from neighbouring land stations. Since between about 10° S and 35° N these stations are mostly on small islands or near coastlines, they were considered to give the best approximation to conditions over the open sea. For heights above 20 kms, the values given by GOLDIE [4] for the mean upper air temperature distributions in winter and summer over the Northern Hemisphere were taken.

Table III. *Values of $G \cdot 10^{-3}$ m/sec^{-2}, the pressure gradient acceleration, throughout the atmosphere in winter and summer at 80° West longitude. Positive values are directed northward and negative values southward.* W = Winter, S = Summer.

Latitude	10° S—0°		0°—10° N		10°—20° N		20°—30° N		30°—40° N		40°—50 °N	
Height kilometers	W	S	W	S	W	S	W	S	W	S	W	S
2	0.3	— 0.1	0.1	— 0.3	0.1	0	0.2	0	0.4	0.4	0.7	0.5
4	0.5	— 0.2	0.2	— 0.5	0.3	0	0.6	0.1	1.2	0.3	1.7	0.9
6	0.4	— 0.2	0.2	— 0.4	0.4	0	1.4	0.1	2.0	0.6	2.0	1.0
8	0.7	— 0.2	0.2	— 0.7	0.4	0	0.8	0.2	2.8	0.7	2.8	1.4
10	0.6	— 0.3	0.3	— 0.6	0.4	0	1.7	0	3.4	0.9	3.2	1.7
12	0.8	— 0.2	0.2	— 0.8	0.5	0	2.1	0	3.7	1.1	3.4	1.9
14	1.0	— 0.3	0.3	— 1.0	0.4	0	2.2	0	3.6	0.7	3.0	1.5
16	0.9	— 0.4	0.4	— 0.9	0.4	0	2.1	0.5	3.1	0.5	2.7	1.0
18	0.7	— 0.4	0.4	— 0.7	0.6	0	1.6	— 1.3	2.3	0.7	1.6	0
20	0.9	— 0.5	0.5	— 0.9	0.3	0	1.2	— 1.8	2.1	0	1.1	— 1.0
24	0	— 0.8	0.8	0	0	0	0.5	— 1.8	2.0	— 0.9	1.4	— 2.4
28	0	— 1.2	1.2	0	0	0	0	— 1.7	2.8	— 1.4	2.6	— 3.6
32	0	— 1.8	1.8	0	0.4	0	0.4	— 0.7	3.7	— 2.0	3.7	— 3.1
36	0	— 2.4	2.4	0	1.0	0	1.1	0	3.2	— 2.5	5.9	— 3.6
40	0	— 2.6	2.6	0	1.9	0	2.0	0	2.8	— 2.4	5.7	— 4.6
44	0	— 3.4	3.4	0	3.5	0	3.9	— 4.7	4.0	0	5.8	— 4.4

From these values, assuming everywhere a uniform surface pressure (p_0) of 1012 mbs pressures (p) were calculated at heights intervals of

Table IV. *Maximum latitudes reached by air particle trajectories starting fr*

Ht. Kms	10° S		5° S		0°		5° N		10° N		15° N	
	W	S	W	S	W	S	W	S	W	S	W	S
2	19 N	12 S	14½ N	11 S	10 N	10 S	11 N	14½ S	12 N	10 N	16½ N	15
4	21½ N	14½ S	17 N	11½ S	12 N	12 S	11½ N	17 S	14½ N	10 N	19 N	15
6	21 N	12 S	17½ N	12 S	13 N	13 S	12 N	17½ S	16 N	10 N	19 N	15
8	22½ N	16 S	19 N	12 S	13 N	13 S	12 N	19 S	16 N	10 N	19 N	15
10	22½ N	16 S	19 N	15½ S	15½ N	15½ S	15½ N	19 S	16 N	10 N	19 N	15
12	23 N	17 S	19½ N	15 S	14 N	14 S	15 N	19½ S	17 N	10 N	20 N	15
14	24 N	16 S	21 N	15½ S	15½ N	15½ S	15½ N	21 S	16 N	10 N	19 N	15
16	24½ N	16 S	21 N	16 S	16 N	16 S	16 N	21 S	16 N	10 N	19 N	15
18	24 N	18 S	21 N	16 S	17 N	17 S	16 N	21 S	18 N	10 N	21 N	15
20	25 N	14½ S	21 N	15½ S	17 N	17 S	15½ N	21 S	14½ N	10 N	19 N	15
24	10 S	10 S	5 S	15 S	15½ N	15½ N	15 N	5 N	10 N	10 N	15 N	15
28	10 S	10 S	5 S	16½ S	19 N	19 S	16½ N	5 N	10 N	10 N	15 N	15
32	10 S	16 S	5 S	19½ S	23 N	23 S	19½ N	5 N	16 N	10 N	19 N	15
36	10 S	21 S	5 S	23½ S	24½ N	24½ S	23½ N	5 N	21 N	10 N	23 N	15
40	10 S	26 S	5 S	27 S	28½ N	28½ S	27 N	5 N	26 N	10 N	27½ N	15
44	10 S	32 S	5 S	32½ S	33 N	33 S	32½ N	5 N	32 N	10 N	32 N	15

2 kms up to 20 kms, and then at intervals of 4 kms up to 44 kms, above points separated by distances of 10° of latitude from 10° S to 50° N. The formula used was $p = p_0\, e^{-z}/67.4\, T$ where T is the mean temperature of the layer, z is the height in metres, and p, p_0 are in millibars: see Brunt [2]. From these values of pressure the mean pressure gradient acceleration G at each height across each 10° step in latitude was calculated from the formula

$$G = \frac{RT}{p} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta n}$$

where p, T are the average pressure and temperature for two points at the same height and distant Δn (10°) apart, and Δp is the difference of pressure between them. The values of $G \cdot 10^{-3}$ so obtained are given in Table III.

(b) Calculation of the meridional air mass transport.

Substituting the values of G from Table III in the equations obtained in Section 2 (b), the maximum latitudes (Φ_A) reached by the trajectories of initially motionless air particles originating from successive 5° parallels of latitude between 10° S and 45° N (Φ_0) were calculated. These are given in Table IV.

By interpolation from these figures we can obtain an estimate of the relative convergence or divergence of the air assumed to be travelling along these trajectories. The method used is best explained by an example: at the 8 kms level in winter Φ_A = 15° to 20° N corresponds to Φ_0 = 4° S

from successive five degree parallels of latitude, for winter and summer.

20° N		25° N		30° N		35° N		40° N		45° N
W	S	W	S	W	S	W	S	W	S	S
$1/_2$N	20 N	$26^1/_2$N	25 N	$31^1/_2$N	$31^1/_2$N	36 N	36 N	41 N	41 N	46 N
$1/_2$N	21 N	$27^1/_2$N	26 N	34 N	31 N	38 N	36 N	43 N	$41^1/_2$N	46 N
N	21 N	$30^1/_2$N	26 N	$35^1/_2$N	32 N	$39^1/_2$N	$36^1/_2$N	$43^1/_2$N	$41^1/_2$N	46 N
$1/_2$N	$21^1/_2$N	$28^1/_2$N	$26^1/_2$N	37 N	$32^1/_2$N	41 N	$36^1/_2$N	45 N	$42^1/_2$N	47 N
N	20 N	33 N	25 N	$38^1/_2$N	33 N	42 N	37 N	$45^1/_2$N	43 N	49 N
N	20 N	$34^1/_2$N	25 N	39 N	$33^1/_2$N	$42^1/_2$N	$37^1/_2$N	46 N	43 N	$48^1/_2$N
$1/_2$N	20 N	$34^1/_2$N	25 N	$38^1/_2$N	$32^1/_2$N	42 N	$36^1/_2$N	45 N	$42^1/_2$N	$48^1/_2$N
N	20 N	33 N	23 N	38 N	28 N 32 N	$41^1/_2$N	$36^1/_2$N	45 N	$41^1/_2$N	$46^1/_2$N
$1/_2$N	20 N	32 N	$18^1/_2$N	36 N	$24^1/_2$N $32^1/_2$N	$39^1/_2$N	$36^1/_2$N	43 N	40 N	45 N
N	20 N	30 N	17 N	36 N	23 N	39 N	35 N	$41^1/_2$N	40 N	43 N
N	20 N	$27^1/_2$N	17 N	$35^1/_2$N	23 N	39 N	32 N	$42^1/_2$N	$38^1/_2$N	41 N
N	20 N	25 N	17 N	37 N	23 N	41 N	31 N	$44^1/_2$N	$37^1/_2$N	39 N
N	20 N	27 N	22 N	39 N	27 N	$42^1/_2$N	$29^1/_2$N	46 N	$36^1/_2$N	40 N
N	20 N	30 N	25 N	38 N	30 N	$42^1/_2$N	29 N	49 N	$35^1/_2$N	39 N
N	20 N	32 N	25 N	37 N	30 N	43 N	29 N	$48^1/_2$N	36 N	37 N
$1/_2$N	20 N	35 N	11 N	39 N	15 N	44 N	35 N	49 N	40 N	37 N

to 16° N. The original mean densities of the air at this height over each 5° belt of latitude are calculated from the formula $\varrho = \frac{p}{RT}$ and we then take

$$m = (\varrho_{5°S-0°} \times 4 + \varrho_{0°-5°N} \times 5 + \varrho_{5°-10°N} \times 5 + \varrho_{10°-15°N} \times 5 - \\ - \varrho_{15°-20°N} \times 4) \times 2 \; (= \text{Thickness of layer in kms})$$

to be the relative measure of the net air mass transported to the 15° to 20° N belt in the 2 km layer having the 8 kms level as its mid-surface.

Adding together the values of m obtained for all heights above each 5° zone of latitude, we obtain a measure of the total meridional air mass transport within each zone (M). The values of M thus obtained are divided by $|M_{0\,0-5°N}|$ and the final results are those tabulated below (Table V).

Table V.

	10°—5° S	5° S—0°	0°—5° N	5°—10° N	10°—15° N	15°—20° N
Winter.....	— 1.0	— 1.0	— 1.0	— 1.0	+ 0.85	+ 1.70
Summer	— 1.0	— 1.0	— 0.94	— 0.94	0	+ 0.17

	20°—25° N	25°—30° N	30°—35° N	35°—40° N	40°—45° N
Winter.....	+ 0.27	— 0.07	— 0.07	+ 0.14	+ 0.19
Summer	— 0.14	— 0.12	— 0.22	0	0

(c) Comparison of the results of calculation with the actual positions of the North Atlantic sub-tropical anticyclone.

Table V indicates that in winter there is prononced convergence between 15° and 20° N, the air transport being supplied entirely from more southerly latitudes. In summer air south of 10° N is transported south of 10° S, while north of 10° N there is a zone of somewhat feeble convergence between 15° to 20° N, supplied by air from more northerly latitudes. At the equinoxes when the sign of the pressure gradient is changing, the extent of convergence should be weak and variable. The actual behaviour of the atmosphere is, of course, considerably affected by the interchange of air between oceans and continents, that is, the longitudinal component of the pressure gradient may be important.

However, the zone of 15° to 20° N latitude in which convergence occurs in winter as shown in Table V agrees with the zone of maximum mean surface divergence in the North Atlantic calculated in winter, from marine observations. Real convergence must exist at upper levels in this zone to balance the surface divergence [*12*]. The actual mean position of the sub-tropical anticyclone is found to be some 15 degrees of latitude to poleward of the zone of surface divergence [*12*]: where the influence of the land is weak, as in the southern hemisphere, the sub-tropical anticyclones are weaker in summer than winter, as indicated by Table V.

5. Possible synoptic application of the argument.

If the argument be considered to provide an approximation to the truth, it could be tested further by applying the calculations described in Section 4 to actual temperature distributions along the 80th or other chosen meridian of longitude based on daily observations. Attempts could then be made to establish some correlation between the calculated belt of convergence for any one day and the axis of the anticyclone on the same or subsequent days.

References.

1. Brooks, C. E. P., C. S. Durst and others: Upper Wind over the World. Meteorological Office, London, Geoph. Mem. 85 (1950).
2. Brunt, D.: Physical and Dynamical Meteorology. Cambridge, p. 34 (1939).
3. Crossley, A. F.: The Motion of Air in Equatorial Latitude. MEM CEM/1946/1 Conference of Empire Meteorologists (1946).
4. Goldie, A. H. R.: Estimated Distribution of Temperature, Pressure and Wind to the 45 km Level. M. R. P. No. 360, Meteorological Office, London (1948).
5. Grimes, A.: The Movement of Air across the Equator. Memoirs of the Malayan Meteorological Service, v. 2 (1937).
6. Forsdyke, A. G.: Weather Forecasting in Tropical Regions. Geophysical Memoirs No. 82, p. 7 (1949).

7. Forsythe, G. E.: Exact Particle Trajectories for Non-Viscous Flow in a Place with a Constant Coriolis Parameter. J. Meteorology, **6**, 33 (1949).
8. Hess, S. L.: Some New Meridional Cross-Sections through the Atmosphere. J. Meteorology **5**, 293 (1948).
9. McVittie, G. C.: The Equations Governing the Motion of a Perfect Gas Atmosphere. J. Applied Mathematics, **2**, 174 (1948).
10. Monthly Meteorological Charts of the Atlantic Ocean. Meteorological Office, London, 1945.
11. Gordon, A. H.: The Relation between the Mean Vector Surface Wind and the Vector Pressure Gradient over the Oceans. Geofisica pura e applicata, **21**, 49 (1952).
12. — Seasonal Fluctuations in the Belts of Maximum Convergence and Divergence in the South Atlantic Ocean. Quart. J. R. Met. Soc. **77**, 302 (1951).

551.510.5

(Forschungsabteilung des Deutschen Wetterdienstes, Bad Kissingen.)

Nullschichteffekt und Frontalzonen.

Von

Heinrich Faust.

Mit 12 Textabbildungen.

Zusammenfassung. In früheren Untersuchungen wurde etwa 1 km unterhalb der Tropopause eine Schicht gefunden, in der im Mittel die Vertikalbewegungen in hochreichenden Druckgebilden Null sind (Nullschicht). Diese Nullschicht erweist sich als der Hauptsitz des vom Tief zum Hoch erfolgenden ageostrophischen Massenflusses, der als primär gegenüber den druckausgleichenden Vorgängen in der Grundschicht angesehen werden muß. Setzt man als Arbeitshypothese die Stärke dieses Massenflusses zum Hoch (Nullschichteffekt) proportional zum horizontalen Druckgradienten an, so läßt sich hieraus die Existenz der Nullschicht folgern, ihre etwas unterhalb der Tropopause gelegene Höhe sowie die Drängung der Isohypsen in den Frontalzonen. Der Nullschichteffekt als aktiver Vorgang liefert weiter eine Erklärung für die Aufrechterhaltung der drei atmosphärischen Systeme Hoch/Tief, Frontalzone und planetarische Westdrift. Er stellt die erforderliche Wärmepumpe für diese drei nach dem Prinzip der Kältemaschine wirkenden atmosphärischen Systeme dar; sein Zustandekommen ist noch ungeklärt.

Die Methode der Verwendung der mittleren interdiurnen Temperaturänderungen, mit der die Nullschicht gefunden wurde, liefert ein Schema der vertikalen und ageostrophisch-horizontalen Zirkulation in einer Frontalzone. Nach diesem entspricht die Dynamik einer Frontalzone völlig der eines Paares hochreichender Hoch- und Tiefdruckgebiete.

Summary. In several earlier papers a layer 1000 meters below the tropopause was discussed where vertical motion in high reaching pressure formations averages zero (zero layer). The zero layer proves to be the principal region of ageostrophic mass flow from Low to High that is to be considered primary in relation to pressure levelling processes in the ground layer. Assuming, as a working hypothesis, that the strength of that mass flow towards the High (zero layer effect) is proportional to the horizontal pressure gradient, it is possible to conclude hereof the existence of a zero layer, its height slightly below the tropopause, and the concentration of contour lines in the frontal zones. The zero layer effect as an active process also furnishes an explanation for the maintenance of the three atmospherical systems: High/Low, frontal

zone, and planetary west drift. It provides the necessary "heat pump" for these three atmospherical systems acting in accordance with the principle of a refrigerating machine. Its origin is still unknown.

The method of utilizing mean interdiurnal changes of temperature, by which the zero layer was found, provides a vertical and ageostrophic-horizontal circulation pattern in a frontal zone. Accordingly, the dynamics of a frontal zone corresponds perfectly to that of a couple of high-reaching high and low pressure areas.

Résumé. Des recherches antérieures ont démontré l'existence d'une couche atmosphérique située à environ 1 km au-dessous de la tropopause dans laquelle les mouvements verticaux sont en moyenne nuls (couche neutre). Cette couche serait le siège principal du flux de masse non géostrophique dirigé de l'aire de basse pression vers celle de haute pression et que l'on doit considérer comme primaire par rapport aux échanges de pression dans la couche de base. Si l'on admet que l'intensité de ce flux de masse est proportionnelle au gradient horizontal de pression, on en peut déduire l'existence de la couche à mouvement vertical nul (couche neutre), son altitude un peu inférieure à celle de la tropopause ainsi que le resserrement des isohypses dans les zones frontales. L'existence de cette couche neutre explique en outre le maintien des trois systèmes fondamentaux de l'atmosphère: centres de basse et de haute pression, zones frontales et courant planétaire d'Ouest. Il constitue la pompe à chaleur de ces systèmes atmosphériques fonctionnant selon le principe de la machine frigorifique; son origine n'est pas encore expliquée.

L'usage des variations interdiurnes moyennes de température qui a conduit à la découverte de la couche neutre en question fournit un schéma des circulations verticales et horizontales non géostrophiques dans une zone frontale d'après lequel la dynamique d'une telle zone correspond exactement à celle d'un couple d'aires de basse et de haute pression atteignant la haute atmosphère.

1. Die Nullschicht.

Obwohl in der Grundschicht laufend ein ageostrophischer Massentransport vom Hoch zum Tief erfolgt, beobachten wir bisweilen eine Lebensdauer der hochreichenden Druckgebilde von mehreren Wochen. Bisher war ungeklärt, in welcher Weise in der Höhe der aus Kontinuitätsgründen zu fordernde Massenfluß vom Tief zum Hoch erfolgt. In zwei früheren Veröffentlichungen [*1, 2*] konnte gezeigt werden, daß über Mitteleuropa in 10 km Höhe eine Schicht existiert, in der dieser ageostrophische Massenfluß gegen den hohen Druck sein Maximum hat. Unterhalb dieser Schicht herrschen im Hoch absinkende, im Tief aufsteigende Bewegungen, über ihr die entgegengesetzten Vertikalbewegungen. Wegen der fundamentalen Bedeutung der Vertikalbewegungen für das Wettergeschehen wurde diese Schicht, in der die Senkrechtbewegungen der Luft Null sind, „Nullschicht" genannt. Bereits 1910 fand sie A. Wagner [*3*] als dasjenige Niveau, unterhalb (oberhalb) dessen die Hochdruckgebiete wärmer (kälter) sind als die Tiefdruckgebiete.

Der am Boden herrschende horizontale Druckgradient zwischen Hoch und Tief muß wegen der statischen Grundgleichung mit der Höhe so

lange zunehmen, wie das Hoch wärmer ist als das Tief, also bis zur Nullschicht. Diese ist also auch der Sitz maximaler horizontaler Druckgradienten, sie erweist sich als *identisch mit dem Niveau des hochtroposphärischen Windmaximums.*

Nicht nur der ageostrophische Massenfluß zum Hoch hin hat in der Nullschicht sein Maximum, sondern auch der Abweichungswinkel des wahren Windes vom geostrophischen (Abb. 1). Für die Dynamik des gesamten Wettergeschehens ist daher die gefundene Nullschicht von fundamentaler Bedeutung. Sie ist bestrebt, Druckgegensätze in der Atmosphäre zu erzeugen und zu erhalten, und bildet daher das polare Gegenstück zur Grundschicht, die infolge der Bodenreibung druckausgleichend wirkt. Zahlreiche zueinander polare Eigenschaften von Nullschicht und Grundschicht konnten bereits gefunden werden [4].

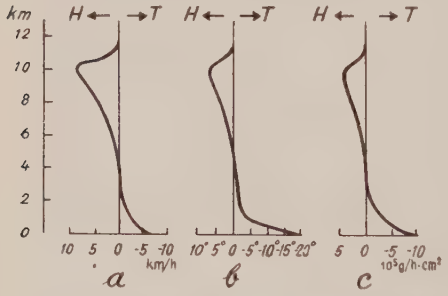


Abb. 1. Vertikalverteilungen: a) ageostrophische Komponente der Windgeschwindigkeit, b) Abweichungswinkel des wahren Windes vom Gradientwind, c) ageostrophischer Massenfluß. Die Richtung rechts (links) von der senkrechten Geraden ist die zum tiefen (hohen) Druck.

Die vielen Nullschichteigenschaften, von denen wir hier nur die wesentlichsten genannt haben, wurden mittels einer „ΔT-Methode" aufgefunden. Aus 200 Hochdruck- und 200 Tiefdruckgebieten[1], die mindestens 24 Stunden über einem Aufstiegsort lagen, wurden die interdiurnen Temperaturänderungen ΔT in den Niveaus 1000, 900, 800, 700, 600, 500, 400, 350, 300, 250, 225, 200, 175, 150 und 100 mb bestimmt. Von einer weitgehenden Elimination advektiver Einflüsse konnte hierbei nur gesprochen werden, wenn die Fälle mit gleichzeitiger Warmluftzufuhr nahezu gleichhäufig waren wie die mit Kaltluftzufuhr. Jeder Einzelfall wurde daher genau nach der Art der zusätzlichen Advektion klassifiziert, und es ergab sich ein nahe bei 1 gelegenes Verhältnis $W:K$ dieser beiden Fälle. Um auch noch den advektiven Einfluß auszuschalten, der durch die nicht völlige Gleichheit in der Häufigkeit beider Advektionsarten übrig blieb, wurden die ΔT-Werte für Warmluft- und Kaltluftadvektion gesondert bestimmt und an den Gesamtmitteln Korrekturen nach dem Verhältnis $W:K$ angebracht, die wegen $W:K \approx 1$ in keinem Fall mehr als $\pm$ 0,3° betrugen. (Über eine ausführliche Diskussion hinsichtlich der Elimination der Advektion s. Schlußbemerkung zu [1].) Es kann also gesagt werden, daß die verwendeten korrigierten ΔT-Werte praktisch allein eine Folge der Vertikalbewegungen sind. Letztere wurden daher aus den ΔT-Werten berechnet, wobei im Tief eine Aufsteigabkühlung nach einem zwischen dem trocken- und feuchtadiabatischen gelegenen vertikalen Temperaturgradienten zugrunde gelegt

[1] Im folgenden seien stets hochreichende Druckgebilde gemeint.

wurde. Aus der vertikalen Änderung der Vertikalgeschwindigkeit wurde dann der seitliche Zu- und Abfluß berechnet.

Obwohl die Nullschichteigenschaften mit Hilfe der ΔT-Methode, also bei Elimination der Advektion, gefunden wurden, läßt sich zeigen [2], daß auch bei Hereinnahme der Advektion die Nullschicht nichts von ihrer Bedeutung für die Dynamik der Wettervorgänge verliert. Durch die laufend erfolgenden entscheidenden Beiträge der Nullschichtvorgänge zur Umgestaltung des dreidimensionalen Druckfeldes wirken diese steuernd auf die Advektion. Die thermisch-advektiven Druckänderungen wiederum modifizieren im Einzelfall die in der Nullschicht dynamisch bedingten Druckänderungen. Die Advektion wiederum wirkt durch ihren Beitrag zur Umgestaltung des dreidimensionalen Druckfeldes rückwärts auf die Nullschichtvorgänge, die im Einzelfall von der Druckverteilung abhängen. Durch dieses Zusammen- und Gegeneinanderwirken von advektiven und durch die Nullschichtvorgänge bedingten Druckänderungen (über Koppelung von Konvektion und Advektion s. z. B. die Ausführungen von Raethjen [5]) erklären sich die in dem umfangreichen Schrifttum über Temperatur- und Druckänderungen in der freien Atmosphäre so oft gemachten Unterteilungen des Materials nach gleichen oder entgegengesetzten Druck- oder Temperaturänderungen am Boden und in den höheren Schichten. Als Beispiel für eine neuere derartige Untersuchung sei die schöne Abhandlung von Mironovitsch [6] genannt, in deren zahlreichen Figuren die Nullschicht sich markant heraushebt. In Übereinstimmung mit dem hier Gesagten findet Mironovitsch, daß im Einzelfall die Ursache für wetterentscheidende Bodendruckänderungen sowohl in höheren Schichten der Troposphäre (Nullschichtvorgänge) als auch in niedrigeren Luftschichten (gesteuerte Advektion) sitzen kann. Denn wegen der nach oben rasch abnehmenden Luftdichte wirkt ja drucktendenzmäßig die Advektion hauptsächlich in den unteren Schichten.

Wir sehen in diesen Ergebnissen eine neuerliche Bestätigung der schon 1921 von H. v. Ficker getroffenen Unterscheidung zwischen hohen und niedrigen Druckänderungen [7, 8]. Seine Stellungnahme gegen die einseitige Betonung der Vorgänge in den unteren Schichten erscheint hier in neuem Licht. Wenn er als Sitz der oberen Druckänderungen in erster Linie Vorgänge in der unteren Stratosphäre verantwortlich machte, die durch die „indifferente Schicht" der oberen Troposphäre mit der geringsten horizontalen Temperaturdifferenz hindurch wirken, so lag dies eindeutig in dem spärlichen aerologischen Material der damaligen Zeit begründet. Die geringen horizontalen Temperaturdifferenzen in der oberen Troposphäre, die v. Ficker schon erkannte, ergeben sich zwanglos als Folge der Existenz der Nullschicht in jenen Höhen [2]. Auch v. Fickers Bezeichnung der hohen Druckänderungen als „primäre" gegenüber den unteren „sekundären" könnte man im Sinne der Steuerung der Advektion durch die Nullschichtvorgänge aufrechterhalten. Schwerdtfeger [9] schreibt in seiner Untersuchung über hohe und komplexe Druckänderungen im hier gebrauchten Sinne: „Man wäre direkt in Versuchung, die Worte ‚primär' und ‚sekundär' in kausalem Sinne aufzufassen." Doch bei der

gegenseitigen Beeinflussung von advektiven und konvektiven Einflüssen, die eigentlich eine Schraube ohne Ende vorstellen, ist es vielleicht besser, hier nicht von „primär" und „sekundär" zu sprechen; als wirklich primär, auch im Sinne eines kausalen Zusammenhangs, können wir allerdings die gemeinsam durch die Nullschicht- und Advektionsvorgänge erzeugten Druckänderungen gegenüber den druckausgleichenden Wirkungen in der Grundschicht bezeichnen.

Konvektiv (d. h. durch Vertikalbewegungen) und advektiv bedingte Temperaturänderungen, die im Einzelfall schwer voneinander zu trennen sind, haben aber auch viele Ähnlichkeiten. Bei hochreichender strömungseinheitlicher Advektion zeigen die Temperaturänderungen unter- und oberhalb der Nullschicht in der Regel entgegengesetztes Vorzeichen (wie bei konvektiven Vorgängen), wenn auch gelegentlich Ausnahmen hiervon auftreten [*10*], die einer gesonderten Untersuchung wert wären. In der Nullschicht haben nach [*1*] Hoch- und Tiefdruckgebiete im Mittel dieselbe Temperatur. Das Analogon hierzu sind die Befunde von Berggren [*11*], wonach tropische und arktische Luftmassen im Niveau 250 bis 300 mb dieselbe Temperatur aufweisen, darüber die tropischen kälter sind als die arktischen. Der thermische Aufbau unserer Hochdruckgebiete gleicht also weitgehend dem mittleren Aufbau der tropischen Luftmassen, der unserer Tiefdruckgebiete dem der polaren Luftmassen, eine (keineswegs neue) Feststellung, die aber für die unter Punkt 5 und 8 abgeleiteten Ergebnisse von Bedeutung wird.

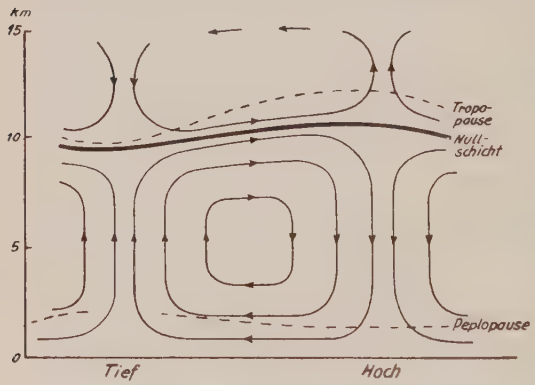


Abb. 2. Vertikale und ageostrophisch-horizontale Zirkulation in Tief und Hoch.

Es sei, obwohl außerhalb des hier behandelten Fragenkomplexes stehend, noch kurz darauf hingewiesen, daß alle bisher der Tropopause zugeschriebenen Eigenschaften der Trennung thermisch entgegengesetzt wirkender Vorgänge in Wirklichkeit der Nullschicht zukommen. Insbesondere müssen alle Betrachtungen über die sog. „stratosphärische Kompensation" oder die „Gegenläufigkeit in Troposphäre und Stratosphäre" als *entscheidende Grenzschicht nicht die Tropopause, sondern die Nullschicht* heranzuziehen. Obwohl nach dem in [*2*] gefundenen breitenabhängigen, jahreszeitlichen und wettermäßigen Gleichlauf beider Schichten sowie nach den Überlegungen unter Punkt 3 die Existenz der Tropopause eine Vorbedingung zu sein scheint für die Ausbildung der Nullschicht, ist die passive Rolle der Tropopause in der Dynamik der hochreichenden Druckgebilde erstaunlich (vgl. Abb. 2). Die Schwankungen der Tropo-

pausenhöhe sind lediglich eine Funktion der durch die Nullschichtvorgänge erzeugten Vertikalbewegungen.

2. Nullschicht und Frontalzonen als Bereiche stärkster Isotachendrängung.

Stellen wir in front- und frontalzonenfreien Räumen die Linien gleicher Windgeschwindigkeit schematisch in einer Vertikalverteilung dar, so bekommen wir ein Bild, das an eine Isohypsenkarte erinnert, auf der eine Frontalzone erfaßt ist (Abb. 3). Beiden Lesarten der Abb. 3 ist gemeinsam die starke Drängung der Isotachen, einmal in der Vertikalen (Nullschicht) und einmal in der Horizontalen (Frontalzone). Diese Drängung der Isotachen auf engem Raume stellt eines der wichtigsten Probleme der dynamischen Meteorologie dar, und die Frage erscheint berechtigt, ob der Drängung in der Vertikalen und der in der Horizontalen vielleicht dasselbe ursächliche Prinzip zugrunde liegt. Mit der Horizontaldrängung in den Frontalzonen hat man sich im neueren meteorologisch-dynamischen Schrifttum schon weitgehend befaßt, während man der Vertikaldrängung in der Nullschicht, dem „bekannten Windmaximum unterhalb der Tropopause", völlig zu Unrecht weit weniger Aufmerksamkeit widmete.

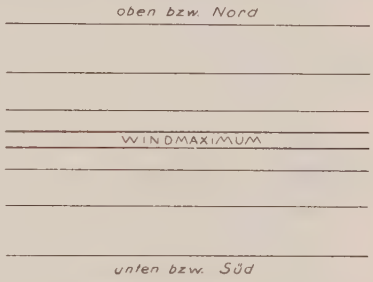


Abb. 3. Isotachendrängung in der Vertikalen (Nullschicht) bzw. in der Horizontalen (Frontalzone).

Mit der Vertikalverteilung der horizontalen Windgeschwindigkeit befaßte sich meines Wissens in letzter Zeit lediglich eine Untersuchung von Rossby in dieser Zeitschrift [*12*], der von der Annahme ausgeht, daß jede geschichtete Strömung unter dem Einfluß von Reibungskräften asymptotisch einem Grenzzustand zustrebt, in dem bei vorgegebenem Massentransport der Transport von Bewegungsgröße pro Zeit- und Querschnittseinheit einen Minimalwert annimmt. Die Rechnung unter Verwendung dieser Annahme liefert eine vertikale Windverteilung, die mit der wirklichen gut übereinstimmt. Trotz der Plausibilität der Annahme, daß die Atmosphäre ein Minimalprinzip befolgt, soll hier auf eine andere Erklärungsmöglichkeit hingewiesen werden. Wir ziehen hierzu das in [*1*] und [*2*] gefundene ageostrophische Strömen der Luft zum hohen Druck heran[1]. Ohne diesen Effekt wäre die Ausbildung und

[1] Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß unter dem „Strömen zum hohen Druck" stets ein Fluß vom Tiefdruckgebiet zum Hochdruckgebiet verstanden sei. Da die Nullschicht in der Antizyklone höher (bei tieferen Druckwerten) liegt als in der Zyklone [s. (2)], ist wahrscheinlich mit diesem ageostrophischen Fluß eine aufwärtsgerichtete Bewegungskomponente verbunden, so daß jedes Luftteilchen bei seiner Annäherung an das Zentrum des Hochs trotzdem laufend unter tieferen Druck kommt.

Existenz der hochreichenden Druckgebilde völlig unmöglich. Der vom Boden bis etwa 4 bis 5 km Höhe gefundene nach oben abnehmende ageostrophische Fluß vom Hoch zum Tief (Abb. 1) stellt lediglich eine Überkompensation dieses Effektes infolge der Bodenreibung dar. Das durch die Ergebnisse von [*1*] und [*2*] als gesichert anzusehende Strömen der Luft zum Hochdruckgebiet sei, da es hauptsächlich in der Nullschicht erfolgt, als „*Nullschichteffekt*" bezeichnet. Hypothetisch ist allerdings ein Attribut, das dem Nullschichteffekt zugeschrieben sei und auf das sich zahlreiche Erscheinungen zurückführen lassen: die Proportionalität (oder Quasiproportionalität) zwischen der Stärke des Nullschichteffekts und der Stärke des horizontalen Druckgradienten. Über die mathematisch-funktionelle Abhängigkeit braucht nichts Näheres ausgesagt zu werden: es sei nur postuliert, daß in jeder Höhe der Nullschichteffekt mit dem horizontalen Druckgradienten wächst. Wir setzen daher an den Anfang unserer Betrachtungen folgende Aussage, die nur in der angeführten einen Eigenschaft des Nullschichteffekts hypothetisch ist:

In der oberen Troposphäre hat die Luft im Mittel das Bestreben, mit einer Komponente aktiv von Gebieten tiefen Druckes zu solchen hohen Druckes zu strömen (Nullschichteffekt), und zwar um so stärker, je stärker der horizontale Druckgradient ist.

Im Gegensatz zu der von Rossby postulierten einleuchtenden Befolgung eines Minimalprinzips stellt der Nullschichteffekt einen Vorgang dar, der unserem meteorologischen Denken Schwierigkeiten bereitet (vgl. Abschnitt 11). Aber die Ergebnisse von [*1*] und [*2*] lassen keine andere Deutung zu. Außerdem hat I. Reineke [*13*] auf völlig anderem Wege, nämlich durch eine mühsame Bestimmung des mittleren Winkels zwischen wahrem Wind und Isohypsenrichtung in 500 und 225 mb, gefunden, daß der wirkliche Wind im Mittel unter einem Winkel von 7° gegen die Isohypsenrichtung vom tiefen zum hohen Druck strömt. Weiter ist in den höheren Schichten ein ageostrophischer Massenfluß zum hohen Druck hin aus Massenkontinuitätsgründen wegen der druckausgleichenden Vorgänge in der Grundschicht [*14*] zu fordern. Die mit dem horizontalen Druckgradienten zunehmende Stärke des Nullschichteffekts *stellen wir hiermit zur Diskussion*, weil sich daraus mehrere wichtige Folgerungen ableiten lassen, für die es bis jetzt keine oder nur unbefriedigende Erklärungen gab.

Die gedankliche Verbindung zwischen Rossbys Postulat und dem Nullschichteffekt sehen wir in folgenden Plausibilitätsüberlegungen: Ein nach Rossby zustandegekommenes Windmaximum in irgendeiner Höhe ist als quasistationärer Zustand nur möglich, wenn das Hoch unterhalb dieser Höhe wärmer ist als das Tief, darüber kälter. Die Aufrechterhaltung dieser thermischen Verhältnisse wiederum ist nur vorstellbar als Folge von Vertikalbewegungen gemäß Abb. 2. Aus diesen schließlich ergibt sich aus Massenkontinuitätsgründen ein (ageostrophischer) Fluß vom Tief zum Hoch, der in Höhe des Windmaximums seinen Höchstwert hat (vgl. Abschnitt 3).

3. Erklärung der Nullschicht.

Gehen wir bei unseren Überlegungen aus von einem Paar von Hoch- und Tiefdruckgebieten! Im Mittel liegt das Hoch äquatornäher als das „kohärente" Tief. Schon aus diesem Grunde wird infolge der breitenabhängigen Strahlungsverhältnisse die troposphärische Luftmasse des Hochs wärmer sein als die des Tiefs. Der am Boden vorhandene horizontale Luftdruckgradient wird sich (statische Grundgleichung) nach oben verstärken. Da er (bzw. die Neigung der Flächen gleichen Druckes) aber nicht bis zu beliebig großen Werten mit der Höhe ansteigen kann, vielmehr an der Grenze der Atmosphäre sich dem Wert Null nähert, muß er in irgendeiner Höhe ein ganz flaches Maximum aufweisen, oberhalb dessen dann das Hoch kälter ist als das Tief. Auf Grund unserer Annahme wird in dieser Höhe H_M der maximale Druckgradient und damit stärkste ageostrophische Massenfluß vom Tief zum Hoch vorhanden sein, darunter und darüber ein nur wenig schwächerer. Trotzdem wird dann die Höhe H_M infolge der einsetzenden Bewegungen jetzt eine scharfe Grenze werden: im Hoch muß aus Kontinuitätsgründen unterhalb H_M die Luft absinken, darüber aufsteigen, im Tief umgekehrt. Die Temperaturgegensätze zwischen Hoch und Tief werden daher unterhalb H_M verstärkt, die umgekehrten Temperaturgegensätze oberhalb H_M ebenfalls. Der horizontale Luftdruckgradient nimmt also jetzt nach oben rascher zu als ohne die Folgen der Vertikalbewegung, und etwa von der Höhe H_M ab nimmt er jetzt rascher ab. Dies bedeutet eine Verschärfung des Maximums des Gradienten und der horizontalen Windgeschwindigkeit. Diese Verschärfung des Maximums hat nun wieder zur Folge, daß auch der ageostrophische Fluß vom Tief zum Hoch in jenen Höhen ein schärferes Maximum aufweist und die Eigenschaft von H_M der Trennung entgegengesetzter Vertikalbewegungen ebenfalls verstärkt ausgeprägt wird.

Diese laufende Selbstverschärfung des Windmaximums geht nun aber nicht wie eine Kettenreaktion unbegrenzt weiter. Einmal können auch bei beliebig lange anhaltenden gleichgerichteten Vertikalbewegungen keine beliebig hohen Temperaturänderungen erzeugt werden. Der Hauptgrund für das Unterbinden einer zu großen Verschärfung des Windmaximums ist aber im vertikalen Impulsaustausch der Luft bedingt. Dieser Austausch ist bestrebt, die Windgeschwindigkeit in der Höhe H_M zu vermindern, darunter und darüber zu erhöhen. In der Höhe H_M würde dann der Wind untergradientische Werte, darüber und darunter übergradientische Werte aufweisen. Dies entspricht in H_M einem zusätzlichen ageostrophischen Fluß vom Hoch zum Tief, der um so stärker ist, je stärker die Windstärke durch den Impulsaustausch herabgesetzt ist. Da unmittelbar ober- und unterhalb H_M der Austauscheffekt einen ageostrophischen Fluß vom Tief zum Hoch erzeugen möchte, wirkt also der Einfluß des vertikalen Impulsaustausches im Sinne einer Abschwächung von Gradient und Windmaximum.

Die Existenz der gefundenen Nullschicht ergibt sich also zwangsläufig aus dem eingangs postulierten gradientverstärkenden Effekt. Die Stärke

ihrer Ausprägung entspricht einem Gleichgewichtszustand zwischen diesem Effekt und dem vertikalen Impulsaustausch.

Der in [2] gefundene auffallende Gleichlauf zwischen Nullschicht- und Tropopausenhöhe (vgl. auch [15]), wobei die Nullschicht im Mittel 1 km unter der Tropopause liegt, läßt auf einen genetischen Zusammenhang schließen. Fragen wir, warum die Höhe H_M des Windmaximums nicht mit der Tropopausenhöhe identisch ist, so kann nur ein Faktor dafür verantwortlich gemacht werden, in dem sich Troposphäre und Stratosphäre grundlegend unterscheiden: der vertikale Temperaturgradient. Setzen wir einen Augenblick H_M gleich der Tropopausenhöhe (gedanklicher „Ausgangszustand") (Kurve 1 in Abb. 4)! Die durch den ageostrophischen Massenfluß erzwungenen Vertikalbewegungen werden bei der stabilen Schichtung der unteren Stratosphäre dort zwar stark behindert, aber dafür erzeugt bei isothermer Schichtung eine kleine Vertikalbewegung bereits eine starke Änderung der Temperatur gegenüber derjenigen ruhender Luft. Da wir (im „Endzustand" bei einer Nullschicht unter der Tropopause) feststellen, daß nicht nur die mittleren Temperaturdifferenzen zwischen Hoch und Tief oberhalb der Tropopause wesentlich größer sind als darunter, sondern auch die konvektiv bedingten interdiurnen Temperaturänderungen, ist es wahrscheinlich, daß erst recht im angenommenen „Ausgangszustand" die konvektiv bedingten Temperaturänderungen oberhalb der Tropopause wesentlich größer sind als die entgegengesetzten darunter. Dies hat zur Folge, daß der horizontale Druckgradient (mit dem Maximum in der gemeinsamen Nullschicht und Tropopause) nach oben rascher abnimmt als nach unten, ebenso der Wind (Kurve 2 in der schematischen Abb. 4). Der turbulente Vertikalaustausch (Mitführungsreibung) wirkt aber jetzt von oben her stärker geschwindigkeitsvermindernd auf das Windmaximum als von unten her, wo nur eine schwache vertikale Windänderung herrscht, so daß schließlich ein Windprofil resultiert, wie es etwa die Kurve 3 in Abb. 4 darstellt und das sein Maximum ein Stück unterhalb der Tropopause hat. Allgemein wird dort, wo durch den Impulsaustausch die Windgeschwindigkeit laufend erniedrigt (erhöht)

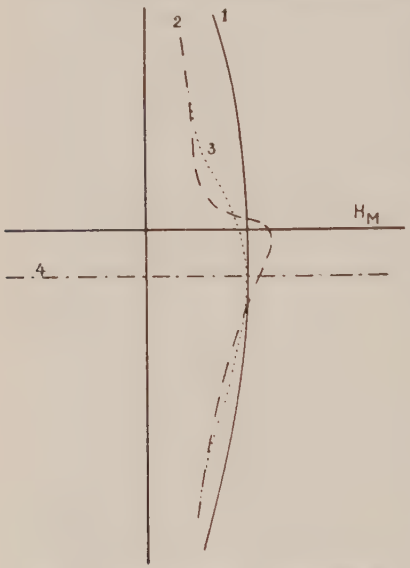


Abb. 4. Zustandekommen der Höhendifferenz zwischen Tropopause und Nullschicht. H_M: ursprüngliches Windmaximum mit Tropopause zusammenfallend; 1. zugehörige vertikale Verteilung des horizontalen Druckgradienten; 2. Wirkung ungleicher Temperaturänderung durch Vertikalbewegung; 3. Wirkung des vertikalen Impulsaustausches; 4. resultierende Höhe des Windmaximums.

wird, im untergradientischen (übergradientischen) Windfeld eine zusätzliche Komponente zum tiefen (hohen) Druck auftreten, die solange wirkt, bis durch den ageostrophischen Massenfluß Druck- und Windfeld sich angeglichen haben im Sinne der von SCHMAUSS [*16*] ausgesprochenen Dualität von Druck- und Windfeld (Adaption nach RAETHJEN [*17*]). Demnach wird sich also auch das Maximum des horizontalen Druckgradienten ein Stück unterhalb der Tropopause ausbilden.

Unter der plausiblen Voraussetzung, daß die konvektiv bedingten Temperaturänderungen oberhalb der Tropopause größer sind als die entgegengesetzten unterhalb der Tropopause, bewirkt der vertikale Impulsaustausch eine Erniedrigung der Höhe des Maximums von Wind und horizontalem Druckgradienten gegenüber der Tropopausenhöhe.

4. Erklärung der Frontalzonen.

Einleitend wiesen wir darauf hin, daß die Drängung der Isotachen in der Vertikalen (Nullschicht) ein Analogon in der Horizontalen hat,

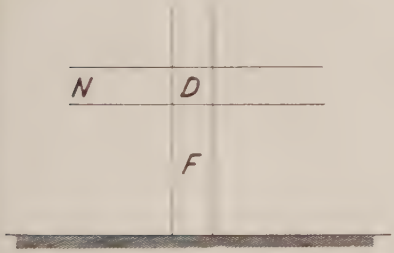


Abb. 5. Der Strahlstrom (*D*) als Summeneffekt von Nullschicht (*N*) und Frontalzone (*F*).

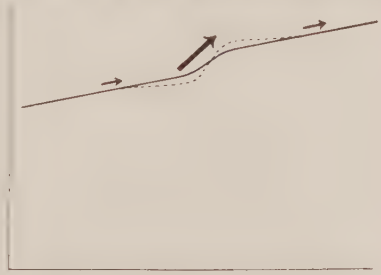


Abb. 6. Weiterverstärkung einer advektiv entstandenen Verstärkung des horizontalen Druckgradienten (Mitte der Abb., ausgezogen) durch den gradientproportionalen Nullschichteffekt, dargestellt im Vertikalschnitt einer Isohypsenfläche. Durch den stärkeren Fluß zum hohen Druck (mittlerer Pfeil) entsteht eine weitere Aufsteilung der Druckfläche (gestrichelt).

die *Frontalzonen*. Unter Frontalzone sei hier stets die Schicht verstanden, die die jeweilige Drängung der Isotachen in den einzelnen Höhen umfaßt. Dort, wo sich Nullschicht (*N*) und Frontalzone (*F*) durchdringen, entstehen die *Freistrahlströme* oder *Strahlströme* (*D*) (schematische Abb. 5). Mit Hilfe der vorangestellten Eigenschaft des Nullschichteffekts ergibt sich auch eine Erklärung für die auffallende Drängung der Isotachen (Isohypsen) in der Horizontalen, wie sie uns als Frontalzone erscheint.

Wenn durch eine geeignete Strömungsanordnung Warm- und Kaltluft konvergent fließen (wie es im „Einzugsgebiet" einer Frontalzone der Fall ist), so könnte ein völlig gleichmäßiger Isohypsenabstand zwischen Höhenhoch und Höhentief nur dann gegeben sein, wenn ein völlig gleichmäßiger Abfall der relativen Topographie von der Warmluft nach der Kaltluft vorhanden wäre. Trotz aller seitlichen Durchmischung wird aber dennoch im Übergangsgebiet der ursprünglichen Luftmassen ein etwas stärkerer horizontaler Temperaturgradient vorhanden sein, der

sich in den Höhenkarten zunächst durch eine nur geringe, unauffällige Drängung der Isohypsen äußern wird. Nun macht sich aber sofort der vorausgesetzte Nullschichteffekt dadurch bemerkbar, daß der Massentransport vom Tief zum Hoch dort am stärksten ist, wo der Gradient am stärksten ist, also an der soeben genannten Drängungsstelle, die primär rein advektiv durch Konfluenz entstanden ist. Massenverlust auf der Seite des tiefen Druckes und -zufluß auf der des hohen bedeutet aber Verschärfung des horizontalen Druckgradienten. In der Abb. 6 möge die ausgezogene Linie die Höhendruckzunahme von der Kalt- nach der Warmluft darstellen mit einer kleinen advektiv bedingten Verstärkung des horizontalen Druckgradienten in der Mitte der Abbildung. Die Pfeile geben durch ihre Länge die Stärke des ageostrophischen zum Hoch gerichteten Flusses an, demzufolge die Flächen gleichen Druckes in der Seitenansicht des Vertikalschnittes den punktierten Verlauf annehmen. Diese engbegrenzte Aufsteilung der Druckflächen wird nunmehr einen erhöhten Nullschichteffekt auslösen. Wie bei der Nullschicht der vertikale Impulsaustausch einer Drängung der Isotachen entgegenwirkt, so ist es hier entsprechend der horizontale (isentrope) Impulsaustausch. Die dort angestellten Überlegungen gelten hier sinngemäß: Der reibungsbedingte Horizontalaustausch vermindert die Windgeschwindigkeit im Bereich des stärksten horizontalen Druckgefälles, die untergradientischen Winde haben einen Massenfluß zum Tief im Gefolge, der die Drängung abschwächt, und zwar um so stärker, je stärker dieselbe ist. Abschwächend wirkt außerdem die Bodenreibung.

Bei Existenz einer geringen advektiv bedingten Isohypsendrängung führt der gradientproportionale Nullschichteffekt notwendigerweise zu einer Verstärkung dieser Drängung. Die Stärke der Frontalzone entspricht einem Gleichgewichtszustand zwischen diesem Effekt einerseits sowie dem horizontalen Impulsaustausch und der Bodenreibung anderseits.

Die Freistrahlströme (jet streams) ergeben sich nun ohne weiteres aus dem additiven Zusammenwirken der Nullschicht- und der Frontalzonenvorgänge. Ihre vertikale und horizontale Begrenztheit, derzufolge sie wie enge Stromröhren die Atmosphäre — im Grenzgebiet verschiedener Luftmassen in Nullschichthöhe — durchziehen, erscheint also letzten Endes als Folge der eingangs postulierten Eigenschaft des Nullschichteffektes.

5. Die ΔT-Methode bei Frontalzonen.

Nicht nur die Isohypsen zeigen im Bereich der Frontalzonen eine auffallend starke Drängung, sondern auch die Isothermen (vgl. z. B. [*18*]); dies bedarf einer Erklärung. In [*2*] wurden die mittleren interdiurnen Temperaturänderungen — wegen Elimination der Advektion gedeutet als Folge von Vertikalbewegungen — benutzt, um aus der Vertikalverteilung der Vertikalbewegungen auf den ageostrophischen Massenfluß zwischen Hoch und Tief zu schließen. An Stelle von (zeitlich 24 Stunden entfernten) Aufstiegspaaren in Hochs und Tiefs wurden nunmehr solche

Aufstiegspaare auf der Süd- und der Nordseite einer Frontalzone herangezogen, um mit derselben ΔT-Methode Anhaltspunkte über den ageostrophischen Massenfluß im Bereich eines Strahlstroms zu gewinnen. Während bei Hoch- und Tiefdruckgebieten die advektiven Änderungen aber praktisch völlig eliminiert sind, weil alle Strömungsrichtungen gleich häufig sind, stehen der ΔT-Methode bei Frontalzonen berechtigte Bedenken hinsichtlich advektiver Einflüsse auf die interdiurnen Temperaturänderungen gegenüber.

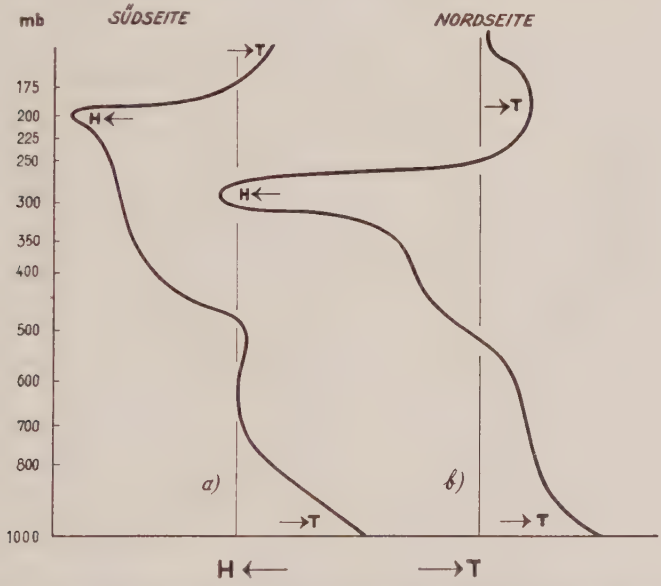


Abb. 7. Ageostrophisch-horizontaler Massenfluß a) auf der Südseite, b) auf der Nordseite einer Frontalzone mit nicht völlig eliminiertem Einfluß der Advektion. Die Richtung rechts (links) von den senkrechten Geraden weist zum tiefen (hohen) Druck.

Um die ΔT-Methode, die bei Hochs und Tiefs so grundsätzliche Ergebnisse lieferte, daß die Nullschicht gefunden werden konnte, auch auf Frontalzonen anwenden zu können, ist es erstens nötig, die unvermeidlichen advektiven Anteile der lokalen interdiurnen Temperaturänderungen möglichst klein zu halten, zweitens ihren Effekt abschätzungsweise beim Ergebnis zu berücksichtigen.

Die Verwirklichung der erstgenannten Notwendigkeit geschah durch scharfe Auswahlbedingungen.

a) Es wurden nur lange Frontalzonen zur Untersuchung herangezogen und die 24 Stunden auseinanderliegenden Aufstiegspaare möglichst in der Nähe der Strömungsdivergenz (Delta) gesucht. Da sowieso nur westöstlich gerichtete Frontalzonen (WNW bis WSW → ENE bis ESE) herangezogen wurden, hatten die bereits längere Zeit auf der betreffenden geographischen Breite strömenden Luftmassen schon eine gewisse Zeit

zur Verfügung zur thermischen Angleichung an die Verhältnisse dieser Breite. Die Beschränkung auf den Ostteil der Frontalzone erfolgte aus dem weiteren Grund, weil die Luftmassen erst eine gewisse Zeit den dynamischen Vorgängen in der Frontalzone ausgesetzt sein müssen, bevor eine Untersuchung die entsprechenden Wirkungen aufzeigen kann.

b) Es wurden nur solche Frontalzonen herangezogen, bei denen längs der Strombahnen keine wesentliche „synoptische" Temperaturänderung feststellbar war.

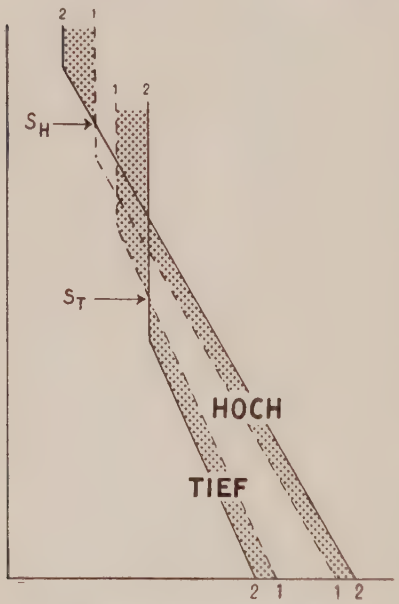


Abb. 8. Resultierendes Temperaturdiagramm (schematisch) bei Anwendung der ΔT-Methode. Die Kurven 1 sind Mittelkurven vom 1. Tag, die Kurven 2 die vom 2. Tag. Die Vertikalentfernung der Schnittpunkte S_T und S_H ist der Deutlichkeit halber übertrieben.

Infolge der scharfen Auswahlbedingungen ergaben sich in den Jahren 1951 und 1952 auf der Nordseite der Frontalzone nur 67 brauchbare Aufstiegspaare, auf der Südseite nur 73. In [1] wurde bereits darauf hingewiesen, daß bei der ΔT-Methode zur Ausschaltung von Zufälligkeiten mindestens 80 bis 100 Einzelpaare vorhanden sein müssen. Einzelheiten dürfen wir daher in unseren Ergebnissen nicht suchen, sondern es darf nur der großzügige Verlauf der erhaltenen Kurven bewertet werden. Die Ergebnisse werden hier mitgeteilt in der Form einer Höhenabhängigkeitsdarstellung der ageostrophischen Windkomponente in einem Relativmaß.

Abb. 7*a* gilt für die Südseite der Frontalzone, 7*b* für die Nordseite. Die Entfernung der einzelnen Kurvenpunkte von der senkrechten Geraden nach der linken (rechten) Seite hin ist ein Maß für die Stärke der ageostrophischen Windgeschwindigkeit vom Tief zum Hoch (vom Hoch zum Tief). Einzelheiten im Kurvenverlauf, wie z. B. der Wert bei 500 mb in Abb. 7*a*, sind Zufallsergebnisse infolge des umfangarmen Kollektivs. Es sei lediglich festgestellt, daß bis etwa 4 bis 5 km Höhe die Luft zum Tief, darüber zum Hoch strömt und daß das Maximum des zum Hoch gerichteten Flusses (Nullschicht) auf der Südseite der Frontalzone bei etwa 205 mb, auf der Nordseite bei etwa 290 mb liegt, unter den im vorstehenden angegebenen Voraussetzungen und Einschränkungen.

Die Diskussion der letzteren muß zunächst den Einfluß der nicht ganz eliminierten Advektion berücksichtigen. Dazu läßt sich mit großem Vorteil die Betrachtung der Nullschichthöhe heranziehen. Die ΔT-Methode liefert im Stüvediagramm jedesmal Darstellungen der Form der

schematischen Abb. 8. Bei ihrer erstmaligen Anwendung in [*1*] war das Bild so, daß die beiden Schnittpunkte der mittleren Zustandskurven im Hoch (1. und 2. Tag) und im Tief fast in gleicher Höhe lagen (267 mb). Auf Grund der statischen Grundgleichung entspricht auch bei gleichem Druck der Schnittpunkt im Hoch einer größeren Höhe als im Tief. Das in [*2*] verwandte Material war dasselbe wie in [*1*], aber erweitert um eine große Anzahl kräftiger, hochreichender Druckgebilde. Der Schnittpunkt S_H beim Hoch lag im p-System jetzt höher als derjenige beim Tief S_T. Und in der jetzt am Frontalzonenmaterial gewonnenen Darstellung liegen beide Schnittpunkte noch weiter auseinander.

Aber nicht nur im Hoch liegt die Nullschicht höher als im Tief, sondern auch in südlicheren Breiten höher als in nördlichen [*2*] (vgl. auch S. 338). Das jetzt gefundene Ergebnis einer großen vertikalen Entfernung beider Schnittpunkte könnte also gedeutet werden durch ein nahes advektives Zusammenführen einer hohen südlichen Nullschichtlage und einer tiefen nördlichen. Um einen Anhaltspunkt über den advektiv-bedingten Anteil der Nullschichthöhenänderung zu gewinnen, mußte also eine weitere ΔT-Statistik für die Fälle reiner Advektion durchgeführt werden. Es wurden daher aus demselben Zeitraum sämtliche Änderungsgebiete der 225-mb-Karten über $\pm$ 15 Dekameter ausgesucht, bei denen (wie bei den untersuchten Frontalzonen) eine WSW- bis WNW-Strömung herrschte, keine Frontalzone in der Nähe war und die Isohypsen während der letzen 24 Stunden möglichst gradlinig waren. Die Aufstiege vom 1. Tag und die vom 2. Tag wurden dann getrennt gemittelt. Die Schnittpunkte in der der Abb. 8 entsprechenden Darstellung lagen beim Steiggebiet in 290 mb, beim Fallgebiet in 270 mb, also nur 20 mb voneinander entfernt. Ihre relativ niedrigere Lage im Vergleich zum Mittel von 200 und 290 mb bei Frontalzonen ist darin begründet, daß die benutzten Aufstiege im Mittel nördlicher lagen als die bei Frontalzonen. Der starke Unterschied in der Höhenlage der beiden Schnittpunkte auf der Süd- und Nordseite der Frontalzonen ist also wegen der vorsichtigen Materialauswahl *zum weitaus größten Anteil bestimmt durch konvektive Vorgänge.*

Außerdem kann man zur Diskussion der Stärke der advektiven Einflüsse noch die in [*2*] gefundenen Beziehungen zwischen den Höhenlagen von Nullschicht und Tropopause heranziehen. Im Mittel über alle Wetterlagen liegt in unseren Breiten die Nullschicht 1 km unter der Tropopause, im Hoch 2 km darunter, im Tief aber fast in Tropopausenhöhe, so daß wir den Abstand beider Schichten (unter Berücksichtigung der geographischen Breite) als Kriterium für die Stärke konvektiver Vorgänge benutzen können. Wäre nur eine meridionale Konfluenz der Luftmassen beiderseits der Frontalzone vorhanden, so müßten die Luftmassen auf der Südseite (Nordseite) eine Tropopausen- und Nullschichthöhe haben, wie sie im Mittel etwa in 40° (70°) Breite anzutreffen ist (mittlere geogr. Breite der untersuchten Frontalzonen etwa 55° N). Mit Hilfe der Abb. 11 in [*2*] und der bei Frontalzonen gewonnenen Mittelwerte ergibt sich folgende Gegenüberstellung:

	Frontalzone (55° N)		Mittel über alle Wetterlagen	
	S-Seite	N-Seite	40° N	70° N
Ermittelte Höhe von Tropopause.	13 km	9,6	12,7	9,2
Ermittelte Höhe von Nullschicht.	11 km	9,4	11,4	8,7
Höhendifferenz beider Schichten ..	2 km	0,2	1,3	0,5

Bei reiner Konfluenz ohne konvektive Vorgänge müßte also auf der Südseite der Höhenunterschied zwischen Tropopause und Nullschicht etwa 1,3 km, auf der Nordseite etwa 0,5 km sein. In Wirklichkeit ist er auf der Südseite wesentlich größer, was konvektive Vorgänge wie im Hoch beweist, auf der Nordseite wesentlich kleiner, wie es bei konvektiven Vorgängen in hochreichenden Tiefs der Fall ist. Trotzdem es nicht möglich war, den Einfluß der Advektion auf die erhaltenen ΔT-Werte beiderseits einer Frontalzone völlig zu eliminieren, ergab die eingehende Diskussion, daß die gewonnenen ΔT-Werte zum weitaus größten Teil durch konvektive Vorgänge bestimmt sind. Daher können wir aussprechen:

Die Vertikalbewegungen und ageostrophischen Luftversetzungen auf der Südseite einer Frontalzone gleichen völlig denen in einem abgeschlossenen hochreichenden Hoch, die auf der Nordseite denen in einem abgeschlossenen hochreichenden Tief.

Der Vergleich der hier gefundenen Ergebnisse mit noch unveröffentlichten für sich abschwächende und verstärkende Luftdruckgebilde macht es wahrscheinlich, daß man, über die oben gewonnene Feststellung noch hinausgehend, aussprechen kann: die konvektiven und ageostrophischen Vorgänge im Delta einer Frontalzone gleichen denen bei sich verstärkenden hochreichenden Druckgebilden, die im Einzugsgebiet denen bei sich abschwächenden Hoch- und Tiefdruckgebieten.

Da in den unteren Schichten (Bodenreibung) einer Frontalzone notwendigerweise ein ageostrophischer Fluß zum tiefen Druck hin erfolgt, könnte die Frontalzone keinen Bestand haben, wenn nicht in Nullschichthöhe ein Fluß zum hohen Druck hin erfolgte (vgl. Hoch-Tief). Das Wesentliche ist also, daß dieser Fluß in der Nullschicht auch vorhanden ist, wenn aus der (parallelen) Isohypsenanordnung auf keine Weise auf diesen Fluß geschlossen werden kann. Die bisher bekannten Effekte des Flusses zum Hoch im Delta und des zum Tief im Einzugsgebiet, die auf leicht zu übersehenden Divergenz- und Konvergenzeffekten [*19*] beruhen, addieren sich zum Nullschichteffekt. Zusammen mit dem druckausgleichenden Bodenreibungseffekt ergeben sich damit im Delta zwei gradientverstärkende und ein gradientabschwächender Effekt, im Einzugsgebiet zwei abschwächende gegenüber nur einem verstärkenden Effekt.

Mit den aus dem Nullschichteffekt gedanklich und mit Hilfe der ΔT-Methode empirisch abgeleiteten Vertikalbewegungen müssen auch

die mittleren Änderungen der Feuchte beiderseits der Frontalzone in Übereinstimmung stehen. Als mittlere Taupunktdifferenzen bei den benutzten Aufstiegen ergab sich in den Hauptdruckniveaus 900 bis 400 mb:

Mittlere Taupunktdifferenz.

		900 mb	800 mb	700 mb	600 mb	500 mb	400 mb
Südseite	1. Tag	3,2	5,6	7,0	7,2	7,0	7,2
	2. Tag	3,0	5,9	10,0	10,8	10,8	11,0
Nordseite	1. Tag	2,9	5,3	7,1	7,6	7,1	6,7
	2. Tag	2,4	3,6	4,3	4,9	5,6	4,8

Wegen des nicht sehr umfangreichen Materials und der enthaltenen advektiven Einflüsse sei aus der Tabelle lediglich der Schluß gezogen, daß die Taupunktdifferenz auf der Südseite der Frontalzone vom 1. zum 2. Tag zunimmt, auf der Nordseite abnimmt. *Diese Ergebnisse bestätigen den Richtungssinn der oben abgeleiteten Vertikalbewegungen.*

Damit ist auch eine Erklärung gefunden für die sprunghafte Änderung des horizontalen Temperaturfeldes in einer Frontalzone, wo es doch gerade wegen der erhöhten Windgeschwindigkeit zu einer starken seitlichen Durchmischung kommen müßte. Die unterhalb der Nullschicht vorhandenen *Absinkbewegungen auf der Südseite und die Aufsteigbewegungen auf der Nordseite halten die scharfen Temperaturgegensätze aufrecht.*

Hinsichtlich der horizontalen Verteilung der Stärke der Vertikalbewegungen unterscheiden sich die beiden Seiten einer Frontalzone von abgeschlossenen, hochreichenden Luftdruckgebilden in folgendem: die kartenmäßige Darstellung des Höhenintegrals über die Absolutbeträge der Vertikalbewegungen liefert bei letzteren elliptisch begrenzte Gebiete mit von innen nach außen abnehmender Intensität; bei Frontalzonen ergeben sich langgezogene Bänder mit nach der Seite der Frontalzone rasch abnehmender, nach der entgegengesetzten Seite langsam abnehmender Intensität (vgl. Abb. 10, S. 353).

Auf Grund der hier gewonnenen Ergebnisse ist es jetzt möglich, eine schematische Darstellung der Vertikalbewegungen und der ageostrophischen Horizontalbewegungen in einer Frontalzone zu entwerfen. Als Unterlage dienen die in der Literatur angegebenen Seitenschnitte durch Frontalzonen [*18*, *20*, *21*, *22*, *23*, *24*]. In dieser Abb. 9 entspricht die Gesamtbreite etwa einer Strecke von 25 geographischen Breitengraden. Die dünn gestrichelten Linien stellen die Isotachen dar, die mit Pfeilen versehenen Linien die Vertikal- und ageostrophische Horizontalzirkulation, wobei der Abstand der Linien ein reziprokes Maß der Geschwindigkeit sei, die dicke Linie die Nullschicht und die dicken, gestrichelten Linien die Tropopause. Die Strömungslinien erscheinen nur im Schnitt geschlossen, in Wirklichkeit sind es höchstens langgezogene Schraubenlinien. Problematisch ist die Abb. 9 nur in der Mitte. Aus Kontinuitäts-

gründen wurden die Linien der ageostrophischen Strömung durch den eigentlichen Düsensturm von der Nord-Nullschicht schräg nach oben zur Süd-Nullschicht durchgezeichnet, in Übereinstimmung mit der Eigenschaft der Nullschicht als Sitz des Maximums der horizontalen Windgeschwindigkeit.

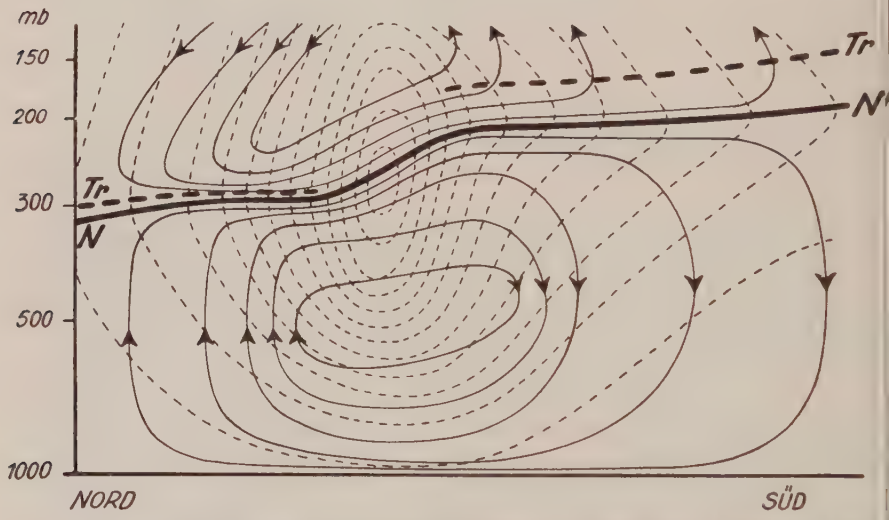


Abb. 9. Vertikale und horizontal-ageostrophische Zirkulation im Bereich einer Frontalzone: dünn ausgezogen. Isotachen: dünn gestrichelt. Nullschicht: dick ausgezogen. Tropopause: dick gestrichelt.

Nach dem hier gewonnenen Bild der Vertikalbewegungen beiderseits einer Frontalzone müßten sich die Wettererscheinungen, zumindest Bewölkung und Niederschlag, auf den beiden Seiten im Mittel ähnlich unterscheiden wie die in hochreichenden Hoch- und Tiefdruckgebieten. Eine Aufzeichnung von Bewölkung und Niederschlag beiderseits der untersuchten Strahlströme (also der Frontalzone in Nullschichthöhe), aber nicht innerhalb geschlossener Druckgebilde, lieferte auf der Nordseite eine mittlere Bedeckung der Himmelsfläche von 58%, auf der Südseite von 37%, auf der Nordseite Niederschlag in 17% der Fälle, auf der Südseite bei 5% der Beobachtungsstationen (00-Uhr-Termin). Genau wie in hochreichenden Hochdruckgebieten Niederschläge nur zustande kommen an Fronten, so waren die Niederschläge auf der Südseite der Strahlströme ausschließlich bedingt durch Fronten.

Zusammenfassend können wir über die ΔT-Methode bei Frontalzonen, bei der von der Eingangshypothese kein Gebrauch gemacht wurde, sagen, daß die mit ihr gewonnenen Ergebnisse die *mit Hilfe des vorangestellten Postulats gezogenen Schlüsse bestätigen.*

6. Die Inversion unter dem Freistrahlstrom.

In zahlreichen Schnittdarstellungen findet man unterhalb des Freistrahlstromes am Boden die Kaltluft keilförmig unter der Warmluft

liegend eingezeichnet und meist Ober- und Untergrenze dieser Inversion markant hervorgehoben. Der südlichste Punkt dieser Inversion wird dann vielfach als Kaltfrontlinie am Boden bezeichnet. Eine solche Darstellung, die den Eindruck erweckt, als habe sich die nördliche Kaltluft keilförmig unter die Warmluft geschoben, ist mit der mittleren ageostrophischen Bodenströmung von der warmen Südseite nach der kalten Nordseite schlecht zu vereinen. Es ist jedoch durchaus möglich, daß auf der Nordseite eines Freistrahlstromes ein Bodentief liegt, auf dessen Rückseite Kaltluft nach Süden verfrachtet wird, während in der Höhe das Tief fehlt. Eine derartige Kaltfront ist aber sofort im Höhenkartenbild dadurch zu erkennen, daß die Isohypsen über der eingeflossenen Kaltluft eine zusätzliche Südverlagerung erfahren. Bei einer einigermaßen glatten Frontalzone, bei der auch am Boden die Isobaren weitgehend parallel verlaufen, ist jedoch ein solches bodennahes keilförmiges Vordringen der Kaltluft nach Süden nicht einzusehen, und die genannten Einzelfälle dürfen daher nicht verallgemeinert und zu dem mittleren Erscheinungsbild einer Frontalzone hinzuaddiert werden.

Daß unterhalb des Freistrahlstromes aber tatsächlich eine Inversion gefunden wird, die von der warmen nach der kalten Seite hin ansteigt, die sich sogar bei Mittelbildung über mehrere Frontalzonen deutlich ergibt [*18*; s. *24*], muß auf Grund unserer Ergebnisse interpretiert werden als die *Grundschichtinversion der Peplopause*. Wir erblicken hierin eine weitere Analogie zwischen dem System der Frontalzonen und dem der geschlossenen Druckgebilde: im Hoch liegt die Peplopause tief, und zwar am tiefsten dort, wo das Absinken am stärksten ist, im Tief liegt sie hoch und löst sich in den Gebieten des stärksten Aufsteigens völlig auf [*14*, *25*]. Genau das Entsprechende ergeben die im Schrifttum vorhandenen Querschnitte durch Frontalzonen. In den so oft eingezeichneten Inversionen unter dem Freistrahlstrom sehen wir also keine Luftmassengrenze, sondern die luftmasseneigene Inversion der Grundschichtobergrenze.

Es liegt hier ein ähnlicher Fall vor wie bei aktiven Kaltfronten. Im Frontbereich löst sich die Peplopause völlig auf, in der hochreichend eingeflossenen Kaltluft bildet sich wenige Stunden nach dem Kaltfrontdurchgang die neue Peplopause aus. Im alten norwegischen Frontenschema wurde diese sich in der Kaltluft neu bildende Inversion angesehen als die Obergrenze der „keilförmig" eingeflossenen Kaltluft (vgl. [*26*], wo sich der Verfasser eindeutig gegen diese Auffassung gewandt hat). Ebenso wie es aber auch Fälle gibt, wo die Kaltluft im Frontbereich tatsächlich keilförmig am Boden vorstößt, wird es diesen Fall auch bei Frontalzonen geben. Man sollte sich aber davor hüten, die gefundene Inversion unter dem Freistrahlstrom als gemeinhin gültige Form der Grenzschicht zwischen der nördlichen Kaltluft und der südlichen Warmluft anzusehen.

Ein direkter Nachweis dieser Inversion als eines luftmasseneigenen Gebildes mit Hilfe der pseudopotentiellen oder äquivalentpotentiellen Temperatur wird aber sehr schwierig sein. Denn auch außerhalb von Frontalzonen, besonders in Antizyklonen, ist eine Gleichheit dieser

Temperaturwerte unter- und oberhalb Peplopause keineswegs gegeben [*25*]. Ausstrahlung von der Peplopause mit Durchmischung der Luft der Grundschicht wird immer dazu führen, daß jene Temperaturwerte unterhalb der Inversion etwas niedriger sind als darüber. Die Mitteltemperatur der Grundschicht wird durch diese Ausstrahlung am stärksten erniedrigt, wo die Masse der Grundschicht am geringsten ist, d. h. bei tiefliegender Peplopause, im Falle einer Frontalzone also auf der Südseite. Dies liefert dann die (feststellbare) Temperaturverteilung, die ein keilförmiges Unterschieben der nördlichen Kaltluft vortäuscht.

Daß die mittlere Temperatur*zunahme* auf der Südseite vom 1. zum 2. Tag von 2,8° in 700 mb über 1,9° in 800 mb auf 0,6° in 900 mb zurückgeht, ist eine Folge der nach unten abnehmenden Absinkbewegung. Bei keilförmigem Einfluß von Kaltluft aus Norden wäre jedoch überhaupt eine Temperaturzunahme in 900 mb auf der Südseite, also unterhalb der Inversion, nur schwer vorstellbar.

7. Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren.

Hinsichtlich der Niederschlagsverteilung in einer Frontalzone findet G. Starrett [*27*] in geringer Abweichung von der hier vorgenommenen Niederschlagsauszählung, daß das Maximum des Niederschlags unter dem Strahlstrom liegt. Im Widerspruch zu unserem Vertikalschnitt (Abb. 9) steht dieses Ergebnis jedoch nicht, da in der Abbildung unter dem Freistrahlstrom aufsteigende Bewegung eingezeichnet ist. Völlige Übereinstimmung besteht jedoch zu einem Ergebnis von H. Riehl und S. Tewelles jr. [*28*]: „Man beobachtet den stärksten Niederschlag nahe der Zentren der dreistündigen Fallgebiete, und dieser Niederschlag liegt im Mittel auf der linken Seite des Freistrahlstroms."

Eine von H. Riehl [*29*] gezeichnete Karte der Temperaturverteilung im 200 mb-Niveau über einem Freistrahlstrom sei hier in vereinfachter schematischer Form wiedergegeben (Abb. 10). Die dicke Linie gibt die Lage der Achse des Strahlstroms im 300 mb-Niveau an. Wir erblicken in der parallel zur Freistrahlstromachse, nördlich von ihr verlaufenden Zone erhöhter Temperatur unmittelbar die Folge der Absinkbewegung über der Nord-Nullschicht und in dem Band kalter Luft südlich des Freistrahlstroms das Abbild der aufsteigenden Bewegung über der Süd-Nullschicht (vgl. S. 349). Ein eindeutiger Beweis für unser Zirkulationsschema kann in der Abbildung allerdings nicht gesehen werden, da diese Temperaturverteilung eventuell auch durch Advektion erklärt werden könnte, allerdings wegen der horizontalen Durchmischung und der laufenden Verminderung der Energie der horizontalen Massenanordnung nur unter Hinzunahme unwahrscheinlicher Zusatzannahmen.

In Widerspruch steht unser Zirkulationsschema aber zu dem Resultat von Namias und Clapp [*30*], die zur genau entgegengesetzten Verteilung der Vertikalbewegungen im Bereich einer Frontalzone — allerdings im Einzugsgebiet — kommen. Die Autoren gehen aus von der von ihnen aufgestellten *Konfluenztheorie*, in der sie die Drängung von Isotachen

und Isothermen rein strömungsmäßig erklären. Sie erhalten in Weiterführung ihrer Annahme im Einzugsgebiet der Frontalzone einen ageostrophischen Fluß vom Hoch zum Tief, weil die Zunahme der Windgeschwindigkeit der Gradientverstärkung nachhinkt. Auch die unterschiedliche Tropopausenhöhe beiderseits der Frontalzone wird advektiv erklärt (vgl. das hierüber Gesagte auf S. 347). Die Konfluenztheorie wird der Ansicht Rossbys [*31*] entgegengesetzt, nach der das Entstehen und die Aufrechterhaltung der Frontalzonen auf der Basis des großräumigen Austauschs erklärt wird, der einen Fluß hoher absoluter Vorticity-Werte aus hohen

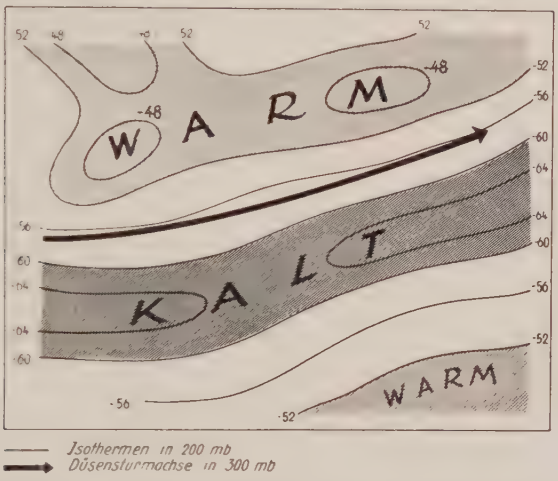


Abb. 10. Temperaturverteilung oberhalb eines Strahlstroms. Nachzeichnung aus [*28*].

Breiten zur Nordseite der Frontalzone verursacht. (Maximale Werte der absoluten Vorticity auf der Nordseite von Frontalzonen fanden bereits früher Palmén und Newton [*18*], was sich auf Grund unserer Ergebnisse allerdings größtenteils durch Nullschichtvorgänge an Ort und Stelle erklärt.) Auf Grund der Konfluenztheorie stellt sich der von Rossby angegebene Vorticity-Transport durch den Großaustausch erst ein, nachdem sich die Frontalzone durch Konfluenz gebildet hat.

Das von Namias und Clapp angegebene Zirkulationsschema mit absinkender Kaltluft und aufsteigender Warmluft stellt im klassischen Sinne einen Vorgang dar, bei dem potentielle Energie unter Absinken des gemeinsamen Schwerpunktes in kinetische Energie verwandelt wird. Der Vorrat an potentieller Energie stammt aus dem Arbeitsvorrat der horizontal-instabilen Massenanordnung, also der horizontalen Temperaturdifferenz der beiden Luftmassen, und diese wird auf der Westseite laufend aufrecht erhalten durch die Konfluenz. Die kinetische Energie der Luft schließlich wird durch Reibung verzehrt. Vom energetischen Gesichtspunkt aus betrachtet, enthält dieses Zirkulationsschema, das den Grundsatz einer Wärmekraftmaschine befolgt, in sich keinen Widerspruch.

Trotzdem glauben wir auf Grund der im vorstehenden gewonnenen Ergebnisse aussagen zu dürfen, daß die Beobachtungstatsachen mit der Konfluenz allein nicht erklärbar sind. Wir sahen in der *Konfluenz nur den ersten Anlaß zur Bildung einer Frontalzone.* Bei Außerachtlassung konvektiver Vorgänge müßte bei reiner Konfluenz längs der Frontalzone die meridionale Temperaturdifferenz von West nach Ost stetig und rasch abnehmen, da die Aufrechterhaltung derselben nur am Westende der Frontalzone erfolgen würde sonst aber überall die Temperaturdifferenz durch Energieumwandlung vermindert wird.

In den bereits erwähnten Arbeiten von Riehl [*29*] sowie Riehl und Tewelles [*28*] wird ein Vertikalzirkulationsschema einer Frontalzone auf Grund umfangreicher Beobachtungsdaten und theoretischer Überlegungen hergeleitet, wie es im Zustand der Bildung einer Frontalzone „wahrscheinlich" anzunehmen ist. Die Autoren nehmen Absinken im größten Teil der Troposphäre auf der Südseite an, aber schon Aufsteigen unmittelbar unter der Südtropopause. Die Nordtropopause trennt Aufwärtsbewegung unter ihr von Abwärtsbewegung darüber. In [*28*] wird darauf hingewiesen, daß das Schema verbunden ist mit einem ageostrophischen Massenfluß zum hohen Druck hin. Das von den Autoren vermutete Zirkulationsschema im Ostteil einer Frontalzone entspricht also in allen Einzelheiten, sogar mit Einschluß der Vorgänge in der Nullschicht, dem von uns mit Hilfe der ΔT-Methode gewonnenen. Wir haben die betreffende Abbildung unter Hinzufügen der Nullschicht zum Vergleich mit Abb. 9 wiedergegeben (Abb. 11).

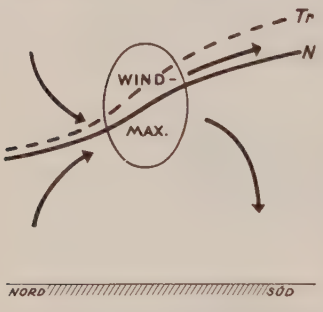


Abb. 11. „Wahrscheinliche Vertikalbewegungen" im Bereich eines Strahlstroms. Nachzeichnung aus [*28*], lediglich unter Hinzufügung der Nullschicht (dick ausgezogen). Tropopause dick gestrichelt.

8. Nullschichteffekt und allgemeine Zirkulation.

Das hier erhaltene Zirkulationsschema hat als wesentlichste Eigenschaft die bereits angedeuteten Gemeinsamkeiten mit dem entsprechenden für Hoch- und Tiefdruckgebiete (Abb. 2), wobei der Südseite der Frontalzone das Hoch, der Nordseite das Tief entspricht. Beiden Schemata ist zunächst gemeinsam das Aufsteigen von Kaltluft und das Absinken von Warmluft. Damit ist verbunden eine Hebung der gemeinsamen Schwerpunkte beider Kalt-Warm-Systeme (Hoch/Tief einerseits, S-/N-Seite der Frontalzone anderseits). Da zu einer solchen Schwerpunktshebung Arbeit geleistet werden muß, laufen die Vorgänge beider Systeme nicht nach dem Prinzip einer Wärmekraftmaschine (Margulessches Zweikammersystem) ab, bei der aus einer vorhandenen Temperaturdifferenz Arbeit gewonnen wird, sondern nach dem Prinzip einer Kältemaschine,

die zur Aufrechterhaltung ihrer Maschinerie einer Pumpe bedarf („Wärmepumpe im umgekehrten Kreisprozeß"). Diese Pumpe, die Arbeit in das System hineinsteckt, haben wir in dem aktiven ageostrophischen Fluß der Luft vom tiefen zum hohen Druck besonders im Nullschichtniveau zu sehen, das wir an den Anfang unserer Überlegungen gestellt hatten. Da dieser noch ungeklärte Nullschichteffekt wahrscheinlich auf Trägheitswirkungen der strömenden Luft beruht, stammt also die Energie, die die Wärmepumpe liefert, aus der kinetischen Energie der Höhenströmung. Mehr können wir vorerst darüber nicht sagen.

Wie Raethjen [*32*] in einer Diskussionsbemerkung zu [*1*] ausführte, gehen die Schlußfolgerungen des gewonnenen Zirkulationsschemas „als ganz schwerwiegende Momente in unsere Vorstellungen von der allgemeinen Zirkulation" ein. Man könnte in diesem Zusammenhang an ein weit großräumigeres Zirkulationsrad denken, an eines, in dem ebenfalls unter hohem Druck Warmluft absinkt und unter niederem Kaltluft aufsteigt: *die Zirkulation zwischen den Roßbreitenhochs und der subpolaren Tiefdruckfurche*. Denn, wenn der Nullschichteffekt als allgemeines Prinzip postuliert wird, muß er auch für das System der Westdrift als geltend angesehen werden. Das Absinken im subtropischen Hochdruckgürtel dürfte als gesicherte Tatsache gelten (vgl. z. B. [*33*]). Infolge der Bodenreibung ist in den untersten Schichten ein ageostrophischer Fluß in höhere Breiten eine notwendige Folge, und aus Kontinuitätsgründen muß in hohen Breiten die Luft aufsteigen (vgl. Abb. 12). Wenn man die im Schrifttum vorhandenen Schnitte durch Frontalzonen mit solchen durch die planetarische Westwinddrift vergleicht [*34*, *35*, *36*], fällt sofort die Ähnlichkeit auf, und man ist versucht, das für Frontalzonen erhaltene Zirkulationsschema der Abb. 9 sinngemäß auch für die Westwinddrift als gültig anzusehen. Auch bei letzterer hätten wir also das Prinzip der Kältemaschine. Die Frage, warum das mittlere Rad in dem klassischen Dreigürtelschema der allgemeinen Zirkulation entgegen dem Bjerknesschen Zirkulationstheorem rotiert, also keine Wärmekraftmaschine darstellt, ist im meteorologischen Schrifttum schon oft diskutiert worden. Ohne zu den zahlreichen Erklärungsversuchen Stellung zu nehmen, sei hier nur darauf hingewiesen, daß sich der dem Sandströmschen Satze entgegengesetzte Richtungssinn dieses Zirkulationsrades zwanglos durch Heranziehung des eingangs postulierten Nullschichteffekts ergibt. Im Mittel müßte sich daher ein Maximum des zu den Roßbreiten gerichteten ageostrophischen Massenflusses in Nullschichthöhe ergeben, das wegen seiner vertikalen Konzentration empirisch nachweisbar sein müßte. Wenn wir den Nullschichteffekt als allgemeingültig für die gesamte obere Troposphäre bezeichnen, so darf er mit seinen Wirkungen z. B. auch nicht im Widerspruch stehen zu den beiden anderen meridionalen Zirkulationsrädern der Troposphäre, den polaren und äquatorialen, die nach dem Prinzip der Wärmekraftmaschine ablaufen.

Die im Jahresmittel vorhandene polare Antizyklone ist ihrem Wesen nach ein „niedriges, kaltes Ausstrahlungshoch". Ihr antizyklonales Wind-

system reicht daher nur bis 2 bis 3 km Höhe [*37*] und ihr eigenes Sandströmsches Zirkulationssystem auch nicht höher. Im Jahresmittel setzt sich in größeren Höhen das polwärts gerichtete Druckgefälle bis zum Pol hin fort. Diese thermischen Verhältnisse und die daraus abgeleiteten Druckverteilungen in der Höhe gleichen weitgehend den von Flohn beschriebenen metastabilen kalten Hochdruckgebieten über dem winterlichen asiatischen Kontinent [*38*]. Über dem flachen Zirkulationsrad der unteren 2 bis 3 km erstreckt sich also das Zirkulationsrad der Westwindzone bis zum Pol, so daß sich über der aktiven Absinkbewegung im polaren Kaltlufthoch eine passive Aufwärtsbewegung zwischen etwa 3 km und der polaren Nullschicht ergibt und das ageostrophische Strömen der Luft in Nullschichthöhe vom tiefen Druck am Pol bis zu den Subtropen. Eine bildliche Darstellung des allgemeinen Luftkreislaufs auf der Erde, die mit dem auf Grund der Nullschichtvorgänge hergeleiteten Schema in völliger Übereinstimmung steht, hat Flohn [*33*] gegeben. Sie ist mit einigen Zusätzen als Abb. 12 hier abgedruckt. Da wir auf völlig anderem Wege wie Flohn zu demselben Ergebnis kommen — falls die meridionalen Bewegungen der Höhe in Flohns Darstellung in Nullschichthöhe angenommen werden —, hat diese Darstellung einen hohen Wahrscheinlichkeitsgrad für sich.

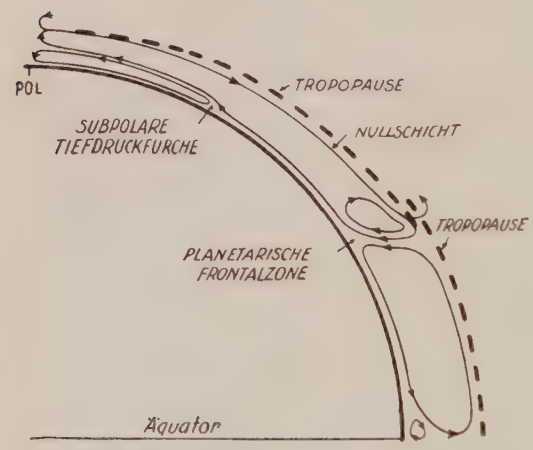


Abb. 12. Vertikal- und ageostrophische Meridionalkomponente der allgemeinen Zirkulation. Grundschema nach Flohn [*33*]. Hinzunahme der Tropopause (gestrichelt), Konzentrierung des zusätzlichen Zirkulationsrades auf die planetarische Frontalzone, Andeutung eines stratosphärischen Zirkulationsrades mit umgekehrtem Durchlaufsinn.

Bei einer Ausdehnung dieser Betrachtungen auf das letzte Rad der planetarischen Zirkulation, den sog. Passatkreislauf, ist jedoch Vorsicht geboten, weil es nicht ohne den erbrachten Berechtigungsnachweis statthaft ist, einen in mittleren Breiten gefundenen Effekt, in den möglicherweise die Corioliskraft eingeht, auf geographische Breiten zu übertragen, in denen sich die Corioliskraft dem Werte Null nähert. Außerdem herrscht bisher nicht einmal eine einheitliche Auffassung über die Kinematik dieses Passatkreislaufs [*25, 39*].

Stellen wir die im vorhergehenden so oft erwähnten beiden Prinzipien der Kältemaschine und der Wärmekraftmaschine in ihrer Anwendung auf atmosphärische Vorgänge vergleichend nebeneinander, so können wir etwa folgendes Schema aufstellen:

Merkmal	Kältemaschine	Wärmekraftmaschine
Verwirklicht bei	Zirkulation zwischen *H* und *T* und zwischen N- und S-Seite einer Frontalzone; Meridionalzirkulation der Westdrift	Berg- und Talwind; Land- und Seewind; Gewitterböen; Fronten mit unten keilförmig vordringender Kaltluft; Warmfronten; niedrige Antizyklonen, junge Zyklonen
Kaltluft	aufsteigend	absinkend
Warmluft	absinkend	aufsteigend
Vertikalbewegung	passiv	aktiv
Gemeinsamer Schwerpunkt	passiv steigend	aktiv sinkend
Temperaturunterschiede	Folge	Ursache
Strömung am Boden	warm → kalt (passiv)	kalt → warm (aktiv)
Strömung in der Höhe	kalt → warm (aktiv)	warm → kalt (passiv)
Energiequelle	Nullschichteffekt	Strahlung; pot. Energie der horizontalen Temperaturdifferenz
Energieverlust	Aufbau horizontaler Temperaturdifferenzen; Bodenreibung	Erzeugung kinetischer Energie; Bodenreibung

Daß wir als Energiequelle den Nullschichteffekt angegeben haben, entspricht der als Hauptthema dieser Mitteilung vorgenommenen Einführung dieses Begriffs als Diskussionsbasis, wenn auch das energetisch-physikalische Zustandekommen dieses Effekts noch völlig unklar ist.

In der Atmosphäre existieren also nebeneinander und zum Teil „ineinander" die Energieumsetzungen nach dem Prinzip der Kälte- und der Wärmekraftmaschine. Die beiden unteren Zeilen der Zusammenstellung deuten die Verbindung an: In den (wahrscheinlich bei großräumigen Vorgängen überwiegenden) atmosphärischen Vorgängen, die nach dem Prinzip der Kältemaschine erfolgen, ebenso durch Strahlungsunterschiede werden horizontale Temperaturgegensätze erzeugt und damit potentielle Energie der horizontal-instabilen Massenanordnung aufgestaut. Ein Teil der Systeme mit derart erzeugten Temperaturdifferenzen wird dann unter geeigneten Bedingungen die angesammelte potentielle Energie in kinetische verwandeln, wie es für Wärmekraftmaschinen typisch ist. Als Ganzes arbeitet die Atmosphäre aber nach dem Prinzip der Wärmekraftmaschine mit der Sonneneinstrahlung als primärer Energiequelle und der Reibung als Energiesenke. Die energetisch-kausale Verbindung zwischen der Sonneneinstrahlung und dem Zustandekommen des Nullschichteffekts stellt also die noch vorhandene große

Lücke in diesen Energiebetrachtungen dar. Wir sind hier bei einem Punkt angelangt, der in der wissenschaftlichen Diskussion schon zu einer Menge von Vermutungen und zu mancher etwas verworrenen Darstellung Anlaß gegeben hat, die später durch neues Beobachtungsmaterial wieder als unhaltbar nachgewiesen wurde.

Die Parallelitäten in den dynamischen Vorgängen der drei nach dem Prinzip der Kältemaschine arbeitenden atmosphärischen Systeme zeigen sich auch in der *Höhendifferenz zwischen Tropopause und Nullschicht*, die wir in Abschnitt 5 als charakteristisch für den Richtungssinn großräumiger Vertikalbewegungen erkannten. Im Tief fallen beide Schichten nahezu zusammen; das Entsprechende finden wir auf der Nordseite der Frontalzonen (Abb. 9) und ebenso im polaren Teil des Westwindsystems (Abb. 11 in [*2*]). Der Abstand beider Schichten ist groß im Hoch und entsprechend auf der Südseite der Frontalzonen und in niederen Breiten. Auch dieser Befund erhärtet die erschlossene Analogie in der Vertikalzirkulation dieser drei Systeme.

Ein weiteres Analogon in diesem Sinne stellt die Wirkung der *Corioliskraft* dar. Trotz aller Nullschichteffekte könnten keine hochreichenden Druckgebilde entstehen und bestehen ohne die „zusammenhaltende" Wirkung der Corioliskraft. Ganz entsprechend kommt Rossby in der bereits angeführten Arbeit [*12*] zu dem Ergebnis, daß die Wirkung der Corioliskraft die Frontalzonen zusammenhält. Dies steht nicht in Widerspruch zu der auf S. 343f. gemachten Aussage über den Gleichgewichtszustand, der die Stärke der Frontalzonen bestimmt. Ohne den laufenden Massenfluß zum hohen Druck würde sich trotz der Wirkung der Corioliskraft eine Frontalzone wegen des druckausgleichenden Flusses zum tiefen Druck in den unteren Schichten vielleicht schon nach einem Tag aufgelöst haben, so wie sich die hochreichenden Druckgebilde im selben Falle auflösten. Für die planetarische Westwinddrift ist die zusammenhaltende Wirkung der Corioliskraft ebenso eine Voraussetzung, aber auch sie braucht zu ihrer Aufrechterhaltung den Fluß in der Nullschicht vom tiefen zum hohen Druck. Nullschichteffekt und Corioliskraft sind also beides Voraussetzungen zum Bestand der drei genannten atmosphärischen Systeme, die nach dem Prinzip der Kältemaschine arbeiten.

1. Die hochreichenden, steuernden Druckgebilde;
2. die beiden Seiten der Frontalzonen;
3. das System der hochreichenden Westdrift

zeigen in ihren dynamischen Vorgängen so viele Gemeinsamkeiten — im System der Westdrift wird lediglich der Breitenunterschied der Corioliskraft und der Strahlung stärker ins Gewicht fallen —, daß man wahrscheinlich die hier aufgezeigte Analogie, soweit es sich um dieselben wirkenden Kräfte handelt, vorsichtig und sinnvoll auf Erkenntnisbereiche ausdehnen kann, in denen wir bei den stationären Druckgebilden schon etwas wissen, was bei den Frontalzonen und der Westwinddrift noch unbekannt oder hypothetisch ist. Derartige „Erkenntnisextrapolationen" hätten den praktischen Wert, für gewisse Untersuchungen an Frontalzonen und dem Westwindsystem wegweisend zu sein.

9. Die Rolle der Strahlung.

Strahlungseinflüsse und andere Einflüsse wurden ebenso wie andere Erklärungsversuche in unserer Darstellung bisher kaum erwähnt, weil es lediglich die Absicht war zu untersuchen, welche Folgen sich aus dem Eingangspostulat ergeben. Ein Einbau der Ergebnisse der Strahlungsforschung in die hier mitgeteilten Resultate stößt aber aus den im vorhergehenden Abschnitt mitgeteilten Gründen auf große Schwierigkeiten: Die Strahlung ist die Energiequelle für die als Ganzes nach dem Prinzip der Wärmekraftmaschine arbeitende Atmosphäre, der Nullschichteffekt die Wärmepumpe für die als Kältemaschine wirkenden Systeme. Bei der Suche nach der energetisch-kausalen Verbindung wird man zu untersuchen haben, welche Rolle die strahlungsbedingten Wärme- und Kältequellen in den dynamischen Vorgängen spielen, die mit dem Nullschichteffekt zusammenhängen. Einige Ergebnisse der Strahlungsforschung sprechen für Effekte in der Richtung des Nullschichteffekts, andere für solche in umgekehrter Richtung. Selbst wenn die durch direkte Strahlungseinwirkung entstandenen 24stündigen Temperaturänderungen von der gleichen Größenordnung wie die bei der ΔT-Methode erhaltenen wären, wie es nach den Berechnungen Möllers [*42*, *43*] wahrscheinlich ist, so änderte dies an dem Sinn der erschlossenen Vertikalbewegungen nichts. Denn in die ΔT-Werte gehen nicht nur die durch Strahlung erzeugten Temperaturänderungen ein, sondern genau so deren Kompensation durch andere Effekte. Eine einseitige Auswirkung z. B. nur der Ausstrahlung auf die benutzten ΔT-Werte wäre dem Sinn der Mittelbildung entsprechend gleichbedeutend mit einer laufenden Temperaturabnahme in der Atmosphäre, besonders in den Niveaus starker Ausstrahlung. Näheres hierüber s. Diskussionserwiderung zu [*1*].

In einer der neuesten Publikationen auf dem Gebiet der Strahlungsforschung [*40*] baut Albrecht auf der bereits früher gefundenen „oberen Emissionsschicht" auf [*41*]. Diese Schicht entsteht dadurch, „daß in der Stratosphäre der Wasserdampf so gering wird, daß er nicht mehr ausreicht, eine nennenswerte Gegenstrahlung zu erzeugen, so daß die Schichten der Substratosphäre ihre Wärme durch Ausstrahlung verlieren, ohne von oben einen Ersatz an Gegenstrahlung zu erhalten". Die obere Emissionsschicht liegt in allen Breiten etwa 2 bis 3 km unterhalb der Nullschicht. In ihr kann man unmittelbar die Kältequelle bei tiefem Druck sehen, die der Wärmequelle am Erdboden gegenübersteht, wie es der Sandströmsche Satz verlangt.

Albrecht folgert weiter aus seinen Berechnungen, daß eine hoch reichende warme Troposphäre mit einer darüberliegenden kalten Stratosphäre (und umgekehrt) als Glieder der Entwicklung einer und derselben Luftmasse infolge ihres Wärmehaushaltes angesehen werden müssen. Er schreibt aber an derselben Stelle: „Die Strahlungsabkühlung der Troposphäre führt zu einer Schrumpfung, die in der Tropopause mindestens 50 m/Tag beträgt. Daher wird die Stratosphärengrenze in etwa 30 Tagen (!) mindestens um 2 km gesenkt. Dieser Senkung der Tropopause folgen die

stratosphärischen Luftmassen unter adiabatischer Erwärmung." Die Wiedererwärmung der Troposphäre hat nach Albrecht ihre Ursache im ausfallenden Niederschlag, der eine Streckung und Wiederanhebung der Tropopause im Gefolge hat. So trägt also jede zyklonale (antizyklonale) Entwicklung in ihrem Höchststadium auf Grund des Wärmehaushalts den Keim zum Umschlag nach der entgegengesetzten Entwicklung in sich, ein Ergebnis, das dem steten Wechsel im atmosphärischen Geschehen entspricht. Die zeitweilig wochenlang anhaltende Existenz steuernder Druckgebilde, anderseits die wesentlich rascheren, unter 30 Tagen liegenden Änderungen der Tropopausenhöhe zeigen aber, daß diese direkt, also nicht auf dem Umweg über das Druckfeld wirkenden strahlungsbedingten Effekte nur einen geringen Anteil an der Gestaltung des Wettercharakters haben.

10. Selbstverstärkung.

Die eingangs aufgestellte Hypothese entspricht ihrem Wesen nach einem „Prinzip des Selbstverstärkung". Dort wo der horizontale Druckgradient etwas größer als in der Umgebung ist, wird er noch weiter verstärkt, bis ein Gleichgewichtszustand mit den gradientausgleichenden Effekten des Austauschs und der Reibung vorhanden ist. Der Geograph Behrmann [*44*] hat 1919 auf Grund morphologischer Erscheinungen ein derartiges „Prinzip der Selbstverstärkung" formuliert und auch auf dessen Anwendbarkeit in der Meteorologie aufmerksam gemacht. Flohn [*45*] hat 1952 die Bedeutung dieses Prinzips für mehrere atmosphärische Vorgänge (Vereisung von Mischwolken, feuchtlabile Konvektion, Gewitterzyklogenese, tropische Zyklonen, Kaltlufttropfen) nachgewiesen, wobei er interessante Parallelen aus der Elektrotechnik anführt und auf Trägheitswirkungen als letzte Ursache der elektrodynamischen Selbstverstärkung hinweist. Den von Flohn angeführten Beispielen aus der Meteorologie können nach den hier gefundenen Ergebnissen also die Fälle des Zustandekommens von Nullschicht und Frontalzonen angefügt werden.

Daß in unseren beiden Fällen ein Gleichgewichtsendzustand erreicht wird, ist eine Folge davon, daß von einer bestimmten Ausprägungsstärke der Erscheinung ab die abschwächenden Vorgänge stärker werden als die erzeugenden; andernfalls läge der Fall einer Kettenreaktion (wie im Beispiel des Uranzerfalls) vor, wo die Ausbildung der Erscheinung (oder der physikalische Prozeß) beliebig stark wird.

In letzter Zeit wurde öfters auf Parallelitäten zwischen der Freistrahlströmung und den schmalen Bändern maximaler Geschwindigkeit in den Meeresströmungen hingewiesen [*46*, *47*, *48*, *49*]. In der Atmosphäre läßt sich die Konzentration der Bewegungsgröße mit Hilfe des eingangs aufgestellten Postulats erklären; ein völlig entsprechendes Postulat für die Meeresströmungen, das ebenfalls einer „Selbstverstärkung" entspräche, erscheint aber sinnlos. Zur Erklärung der Drängung der Bewegungsgröße in den oberen Schichten des Meeres könnte man — ent-

sprechend der Vorstellung, daß die genannten Windsysteme die bewegende Ursache für die Meeresströmungen sind — die Annahme machen, daß die schmalen Bänder hoher Geschwindigkeit im Meere eine Folge der Drängung der Bewegungsgröße in der Atmosphäre sind, ein Gedanke, den schon Rossby [*50*] aussprach. Ungeklärt bliebe dann aber noch die Konzentration des horizontalen Temperaturgefälles in den Bändern maximaler Geschwindigkeit des Ozeanwassers.

11. Die physikalische Deutung des Nullschichteffekts.

Es ist nach einem Effekt zu suchen, der in der oberen Troposphäre die Luft im Mittel zum Strömen nach dem hohen Druck hin veranlaßt, wobei wahrscheinlich die Stärke dieses ageostrophischen Strömens mit dem horizontalen Druckgradienten wächst. Da die Reibung ein energiedissipierender Vorgang ist, kann ihre Wirkung nicht als primär gegenüber dem zum Hoch gerichteten Massenfluß in der Nullschicht angenommen werden [*51*], dieser kann also kein kompensierender Ausgleichsvorgang für den Massenfluß vom Hoch zum Tief in den unteren Schichten sein. Wäre dies so, dann wäre kein Grund für das Entstehen der hochreichenden Druckgebilde vorhanden. Aber ein gewisser Einfluß der bodennahen Reibung auf die Nullschichtvorgänge ist dennoch vorhanden (freundlicher Hinweis von Herrn Dr. G. Reymann). Die druckausgleichende Wirkung der Bodenreibung wirkt in der gesamten Luftsäule eines Druckgebildes. Schwächt sich der Gradient ab, so strömt gemäß der Philippsschen Gleichung für den ageostrophischen Wind [*52*] der Wind mit einer Komponente vom Tief zum Hoch, ein Effekt, der dem druckausgleichenden Reibungseffekt entgegenwirkt. Wir beobachten aber bisweilen stationäre Hochdruckgebiete mit einer Lebensdauer von mehreren Wochen, in denen sich der horizontale Druckgradient in Wirklichkeit nicht abschwächt. Dabei kann trotz des Ausströmens unten durch diesen Effekt das Einströmen oben nicht erklärt werden. Der von Reymann angeführte Effekt verlangsamt also lediglich den Abbau der hochreichenden Druckgebilde.

Eine Erklärung des Nullschichteffekts durch Vertikalbewegungen, bei denen die Luft laufend unter andere Druckgradienten gelangt, ist vom energetisch-summarischen Standpunkt aus deshalb unmöglich, weil die Vertikalbewegungen eine Folge des Effekts sind (Circulus vitiosus). Diese bewirken, wie man sich leicht klarmacht, lediglich einen schwachen Sekundäreffekt, der in einem ageostrophischen Fluß zum Zentrum der Druckgebilde besteht.

Wahrscheinlich wird man eine Erklärung für das Zustandekommen des Nullschichteffekts nur finden, wenn man alle Vorgänge räumlich und zeitlich als nichtstationär betrachtet, wie sie es ja streng genommen auch sind.

Eine Untersuchung, die sich der Frage widmet, durch welchen physikalischen Vorgang in quasistationären Druckgebilden der durch Reibung verursachte Massenfluß der unteren Schichten kompensiert wird,

stammt von Hollmann [53]. Auf Grund der westlichen Achsenneigung und des überlagerten meridionalen Temperaturgefälls ergibt sich, daß bei einer Folge von Hoch- und Tiefdruckgebieten auf dem gleichen Breitengrad die Höhenströmung eine antizyklonale Ausbuchtung westlich vom Bodenhoch, eine zyklonale westlich vom Bodentief hat, jeweils ungefähr in der Mitte zwischen den Bodendruckzentren. Da bei gleichem Isohypsenabstand bei antizyklonaler Krümmung der zyklostrophische Wind stärker ist als bei zyklonaler Krümmung, strömt — grob gesprochen — auf das Hoch mehr Luft zu als von ihm weg, beim Tief mehr weg als zu. Der von Hollmann gefundene Effekt ist im Mittel proportional der Windgeschwindigkeit, also auch dem Gradienten — wie wir es gefordert hatten — und hat sein Maximum demzufolge in der Nullschicht. In der Stratosphäre muß er wieder langsam abnehmen bis zum allgemeinen Druckausgleichsniveau (vgl. Abs. 12). Es ergibt sich auch eine Umkehr der Vertikalbewegungen an der Schicht maximaler Ausprägung des Effekts (Nullschicht).

Und trotzdem bleibt auch dieser wie jeder andere scheinbar positive Erklärungsversuch problematisch infolge der Ergebnisse, die über die Verhältnisse in den Schichten oberhalb der Tropopause gefunden wurden.

12. Die zellulare Struktur der Atmosphäre.

Die Nullschicht hatten wir als eine Trennungsschicht von fundamentaler Bedeutung erkannt, in der das hochtroposphärische Maximum des Horizontalwindes liegt. Weiter ergab sich eine Schicht mit dem Maximum der Vertikalbewegung in etwa 4 km Höhe [1, 2], das sog. äquivalentbarotrope Niveau [54].

Diese beiden Schichten haben komplementäre Eigenschaften:

Merkmal	Nullschicht (10 km)	Äquivalent-barotropes Niveau (4 km)
Vertikalbewegung	Null	Maximum
Ageostrophischer Fluß	Maximum	Null

Einige Ergebnisse sprechen aber dafür, daß oberhalb der Nullschicht noch weitere Schichten dieser Art liegen.

Zunächst weist bereits eine Überlegung mit Hilfe der statischen Grundgleichung auf die Existenz eines äquivalent-barotropen Niveaus in größeren Höhen hin: da die Hochdruckgebiete oberhalb der Nullschicht kälter sind als die Tiefdruckgebiete, muß man mit zunehmender Höhe auf eine Schicht treffen, in der im Mittel die Druckgebilde „zu Ende sind", in der also der (horizontale) Wind wieder ein Minimum aufweist (Druckausgleichsniveau). Unter Extrapolation der mittleren Temperaturwerte von 100 mb in Hoch- und Tiefdruckgebieten aus [2] in größeren Höhen liefert die statische Grundgleichung eine „mittlere Höhe der Druckgebilde" von 22 km. Das Minimum der mittleren skalaren

Höhenwindgeschwindigkeit von Berlin und München (Hollerithauszählung aller Aufstiege 1949 bis 1952, die 30 km erreichten) liegt knapp unter 20 km. W. Regula [55] berechnete unter Verwendung von Vermessungen leuchtender Nachtwolken und von V_2-Sondierungen Temperaturen und Winde in der Stratosphäre. Dabei findet er bei 41 mb (22 km) ein derart stark ausgeprägtes Minimum des horizontalen Druckgradienten, daß er seinen Berechnungen Windstille in dieser Höhe zugrunde legen kann. Doporto [56] gibt auf Grund von Temperaturwerten aus größeren Höhen als Höhe des Druckgradientminimums 19 km an. Exner [57] benutzt bereits 1910 die Höhe von 20 km als Druckausgleichsniveau. Als Höhe, in der im Mittel die Tief- und Hochdruckgebiete aus dem Kartenbild verschwinden, kann also für unsere Breiten etwa 21 km angesetzt werden.

Oberhalb dieses Niveaus müßten dann — unter der Voraussetzung, daß die Vertikalbewegungen ihren Sinn nicht ändern — über zyklonalen Gebieten antizyklonale liegen und umgekehrt, wie es auch Regula für einen Einzelfall fand [55]. Eine weitere Nullschicht mit einem Windmaximum könnte erst oberhalb der Höhe von 21 km existieren. In ihr müßten sich die Vertikalbewegungen abermals umkehren, der horizontale Druckgradient nach oben wieder abnehmen. Sie wäre der Sitz der in der letzten Zeit vereinzelt diskutierten stratosphärischen Düsenstürme, die für die Stratosphärenfliegerei von großer Bedeutung wären.

Auf Grund derartiger Überlegungen, die mit den Erklärungen von Hollmann [53] in Übereinstimmung wären, läßt sich ein Vertikalschnitt durch Hoch- und Tiefdruckgebiete zeichnen, der eine Zellenstruktur der Atmosphäre zeigt und in dem lediglich noch die Höhen der einzelnen für die Betrachtung wesentlichen Schichten zu ermitteln wären. Ein solches Bild mit mehreren übereinanderliegenden Nullschichten, in denen abwechselnd der Massenfluß einmal nach der einen Seite, ein anderes mal nach der anderen Seite erfolgt, gliche weitgehend der Darstellung Sandströms [58] von der zellularen Struktur der Strömung in einem Wasserbecken, deren Zirkulation ihre Energie aus der Mitführungskraft des an der Oberfläche gleichmäßig blasenden Windes nimmt. Das Modell besäße zwei wichtige Eigenschaften:

1. es ist in sich widerspruchsfrei;

2. der Wind weht in allen Höhen vom tiefen zum hohen Druck mit einer Komponente, die mit dem horizontalen Druckgradienten wächst.

Trotzdem können wir dieses plausible Schema nicht zur Beschreibung der wirklichen Verhältnisse benutzen, denn ihm widerspricht ein wesentliches Ergebnis: der ageostrophische Fluß vom Hoch zum Tief oberhalb 12 km [2]. Außerdem widersprechen ihm die von Doporto auf rechnerischer Grundlage gefundenen Ergebnisse [59], auf die wir hier wegen ihrer Bedeutung für unsere Eingangshypothese kurz eingehen müssen. Die Arbeit stellt meines Wissens die erste Veröffentlichung dar, in der die fundamentale Eigenschaft der atmosphärischen Zellenstruktur eingehend behandelt wird, ein Thema, über das im deutschsprachigen Schrifttum bis jetzt noch nichts erschienen ist.

Doporto geht aus von den Eulerschen Gleichungen für eine zweidimensional gestörte Bewegung [60] im (x, z)-System (z = Höhe) für eine isotherme Atmosphäre über einer ebenen, nicht rotierenden Erdoberfläche. Er nimmt hinzu die Kontinuitätsgleichung und die Adiabatengleichung. Die vier Gleichungen werden hinsichtlich der Vertikalbewegung w befriedigt durch den Ansatz

$$w = C(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x - \frac{2\pi}{\tau} t\right),$$

wobei λ und τ Wellenlänge und Periode der atmosphärischen Horizontalschwingungen sind. Die Funktion $C(z)$ ergibt sich dabei zu

$$C = C_1 e^{\left(\frac{1}{2H} + \eta\right) z} + C_2 e^{\left(\frac{1}{2H} - \eta\right) z}$$

mit C_1 und C_2 als Integrationskonstanten. η ist eine bekannte Funktion von H (Höhe der homogenen Atmosphäre), λ, τ und $\frac{C_p}{C_v}$.

Der grundlegende Gedanke von Doporto war nun die Annahme $\eta^2 < 0$, während bisher nur die Fälle $\eta^2 \geqslant 0$ diskutiert wurden. Mit $\Theta = i\eta$ $(i = \sqrt{-1})$ wird die Funktion

$$C(z) = e^{\frac{z}{2H}} (C_1 - C_2) \sin \Theta z,$$

was einer zellularen Struktur der Atmosphäre entspricht. Doporto konnte zeigen, daß dem imagninären Fall von η Wellenlängen von mehr als 1000 km und Schwingungsperioden von 1 Tag und mehr entsprechen, also Wellenlängen und Perioden, wie man sie in den großräumigen Bewegungen der Atmosphäre findet.

Die zellulare Lösung der Gleichung für C (η imagninär) liefert Nullwerte für die Vertikalbewegung in den Höhen $\frac{n\pi}{\Theta}$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$. Da in der Lösung für w noch eine willkürliche Konstante $(C_1 - C_2)$ auftritt, kann Doporto die zahlenmäßigen Höhen der einzelnen „Nullschichten" der Gleichung nur entnehmen, wenn er die empirisch gefundene Höhe der „ersten Nullschicht" (Thorshavn: 9 km) zur Bestimmung der Konstanten einsetzt. Dies liefert eine zweite Nullschicht bei 16 km[1]. Diese im Vergleich zu dem vorher heuristisch abgeleiteten Schema etwas niedrige Höhe würde in Anbetracht der vereinfachten Rechenvoraussetzungen noch kein Gegenbeweis gegen das Schema sein, zumal die Corioliskraft, die für unseren Nullschichteffekt wahrscheinlich eine Rolle spielt, außer acht blieb. Aber Doporto findet diese zweite Nullschicht in einem Gebiet mit ageostrophischer Bewegung vom Hoch zum Tief, noch unterhalb der Schicht des mittleren Druckausgleichs. Eine Nullschicht in einem Bereich mit Massenfluß vom Hoch zum Tief widerspricht aber völlig unseren Schlüssen.

[1] Wegen der geringen Luftdichte in der Stratosphäre wären weitere Nullschichten für die Dynamik des Wettergeschehens ohne praktische Bedeutung, so daß die Bezeichnung „Die Nullschicht" beibehalten werden kann.

Der von Hollmann berechnete gradientverstärkende Effekt würde anderseits einen Fluß vom Tief zum Hoch bis zum Druckausgleichsniveau (21 km) fordern. Der jedoch empirisch gefundene mittlere Massenfluß vom Hoch zum Tief oberhalb einer Höhe, die etwa im Tropopausenniveau liegt, besagt aber, daß hinsichtlich des ageostrophischen Massenflusses in der unteren Stratosphäre grundlegend andere Verhältnisse herrschen müssen als in der oberen Troposphäre, ein Resultat, das nach dem Gesagten also noch völlig ungeklärt ist.

Ein Fluß zum tiefen Druck findet als Folge der Reibung in den untersten 4 km statt. Man könnte daher auf Grund der plötzlichen Änderung der Richtung des ageostrophischen Flusses in Tropopausenhöhe auf den Gedanken kommen, daß auch an der Tropopause eine Art Reibungseffekt vorhanden sei, ein Schluß, zu dem auch schon andere Autoren kamen. Bis in welche Höhen der in der unteren Stratosphäre vorhandene zum tiefen Druck gerichtete Massenfluß reicht, läßt sich mit genügender Sicherheit erst entscheiden, wenn ein umfangreicheres Material aus den höheren Schichten bearbeitet vorliegt. Eine hemmende, reibungsähnliche Wirkung auf den Fluß vom Tief zum Hoch kann wahrscheinlich nur in der stabilen Schichtung der Stratosphäre gesehen werden, die die von jenem Fluß erzeugten Vertikalbewegungen hemmt. In Übereinstimmung mit dieser Vorstellung würde ein Ergebnis von Hinkelmann [*61*] und Reymann [*62*] stehen, die fanden, daß ein Nullschichteffekt sich im Druckfeld um so stärker nach unten durchsetzt, je stärker die thermische Schichtung der Troposphäre von der stabilen abweicht, je weniger Arbeit also für das Zustandekommen der Vertikalbewegungen benötigt wird. Bei thermisch stark stabiler Troposphäre macht sich dagegen am Boden kaum eine Wirkung der Vorgänge in der Nullschicht bemerkbar. (Dieses wichtige Ergebnis, das wegen der Mittelung über alle vertikalen Temperaturgradienten mit der ΔT-Methode nicht erhalten wurde, das sich aber bei entsprechender Klassifizierung nach stabiler und labiler Schichtung auch statistisch nachweisen lassen müßte, stellt die Verbindung her zwischen Nullschichteffekt und Entstehung der Druckgebilde, auf die Reymann in seiner Untersuchung näher eingeht.)

Diese auf dem Umweg über die Bremsung der aus dem Nullschichteffekt folgenden Vertikalbewegungen angenommene reibungsähnliche Wirkung der stabilen Stratosphäre unterscheidet sich aber dennoch wesentlich von der Reibung in der Grundschicht. Hier wird tatsächlich infolge von Energiedissipation die Luftbewegung gebremst bis auf untergradientische Werte. In der Stratosphäre jedoch ist eine Abgabe von Bewegungsgröße höchstens an benachbarte Schichten möglich. Es wäre also unter Zugrundelegung des Nullschichteffekts auch nur eine Abschwächung des zum hohen Druck gerichteten Massenflusses verständlich, aber keine Vorzeichenumkehrung dieses Flusses.

Es ergibt sich also, daß wir wegen des in der (unteren) Stratosphäre vorhandenen Massenflusses vom Hoch zum Tief für das physikalische Zustandekommen des Nullschichteffekts keine plausible Erklärung angeben können.

13. Schlußbetrachtung.

Statistische Untersuchungen haben gezeigt, daß in der oberen Troposphäre ein zum hohen Druck gerichteter Massenfluß vorhanden ist. Dieser muß auch wegen der druckausgleichenden Vorgänge unterhalb 4 km, besonders in der Grundschicht, aus Massenkontinuitätsgründen gefordert werden, und zwar sowohl für das System der hochreichenden Druckgebilde, der beiden Seiten einer Frontalzone sowie für das System der planetarischen Westwindzone. Gegenüber den Grundschichtvorgängen muß dieser Fluß zu hohem Druck primär, also aktiv erfolgen, weil ein energieverzehrender Vorgang wie der in der Grundschicht nicht Ursache, sondern nur Folge sein kann. Auch daß bei Druckgebilden und Frontalzonen dieser Fluß sein Maximum in der Nullschicht hat, weshalb wir ihn Nullschichteffekt genannt haben, kann als erwiesen, wenn auch nicht erklärt betrachtet werden. Hypothetisch und als Ausgangshypothese dieser Untersuchung ist also nicht der an sich als gesicherte Tatsache anzusehende Nullschichteffekt vorangestellt, sondern dessen zugeschriebenes Attribut, wonach der Fluß zum hohen Druck mit dem horizontalen Gradienten wächst. Es hat sich aber gezeigt, daß diese hypothetische Annahme die Existenz der Nullschicht und ihre Lage dicht unter der Tropopause sowie Zustandekommen und Bestand von Frontalzonen erklärt. Obwohl für die genannten Erscheinungen schon mehrere Erklärungsversuche vorliegen, wurde auf die Folgerungen hingewiesen, die sich aus dem Nullschichteffekt ergeben, wenn man ihn zum horizontalen Druckgradienten als proportional (oder „quasiproportional") ansetzt. Diese Folgerungen seien hiermit *zur Diskussion gestellt*, zumal sich aus ihnen auch Analogien zwischen den drei Systemen Hoch Tief, Frontalzone und Westwinddrift ergeben. Es erschien wesentlich, auf die dieserart gefundenen Analogien hinzuweisen, denn wenn diese auch noch auf andere Art gefunden werden könnten, wäre ein solches gesichertes Analogieprinzip ein wertvolles Hilfsmittel für die weitere Erforschung der Dynamik dieser drei atmosphärischen Systeme.

Im deutschsprachigen Schrifttum haben besonders Raethjen, Möller und Flohn die Grundfragen der allgemeinen Zirkulation durch Folgen des Großaustauschs erklärt. Wenn wir hier auf Grund des Nullschichteffekts ebenfalls zu einer Darstellung kommen, die mit den Beobachtungstatsachen in Übereinstimmung steht, so soll hiermit keineswegs eine Gegenstellung bezogen werden, zumal wir nicht einmal eine Erklärung für das Zustandekommen des Nullschichteffekts angeben können. (Einen markanten Widerspruch finden wir lediglich zu einer Darstellung von Raethjen [63], in der beim allgemeinen Schema einer Frontalzone die Vertikalbewegungen als die Hochtroposphäre, Nullschicht und Tropopause im selben Sinne durchsetzend angenommen werden, während wir als typischste Eigenschaft der Nullschicht ja gerade die Trennung entgegengesetzt gerichteter Vertikalbewegungen fanden.) Vielleicht finden sich bei weiterer Erforschung dieser Probleme kausale Zusammenhänge zwischen Nullschichteffekt und dem Großaustausch, und die vorliegende

Mitteilung wäre dann lediglich eine Darstellung atmosphärischer Vorgänge in anderer — und wir glauben sagen zu dürfen: einfacherer — Ausdrucksweise.

Literaturverzeichnis.

1. Faust, H.: Zur Dynamik der Hoch- und Tiefdruckgebiete. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone **35**, 92 (1952).
2. — Die Nullschicht, der Sitz des troposphärischen Windmaximums. Meteorol. Rdsch. **6**, 6 (1953).
3. Wagner, A.: Die Temperaturverhältnisse in der freien Atmosphäre. Beitr. Phys. fr. Atm. **3**, 57 (1910).
4. Schneider-Carius, K. und H. Faust: Grundschicht und Nullschicht der Atmosphäre. Geofisica pura e appl., im Druck.
5. Raethjen, P.: Advektive und konvektive, stationäre und gegenlaufige Druckänderungen. Meteorol. Z. **56**, 133 (1939).
6. Mironovitch, V.: Perturbations troposphériques et substratosphériques. Dissertation, Paris (1949). Mémorial de la Météorologie Nationale, Nr. 32.
7. v. Ficker, H.: Bemerkungen über die Konstitution zusammengesetzter Depressionen. Meteorol. Z. **38**, 65 (1921).
8. — Ergänzende Bemerkungen zu dem Referat über die Polarfronttheorie. Meteorol. Z. **40**, 264 (1923).
9. Schwerdtfeger, W.: Hohe und komplexe Druckänderungen im Bereich der Anden. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **4**, 194 (1951).
10. Scherhag, R.: Diskussionsbemerkung. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone **35**, 113 (1952).
11. Bergeron, R.: On Temperature Frequency Distribution in the Free Atmosphere and a Proposed Model for Frontal Analysis. Tellus **5**, 95 (1953).
12. Rossby, C. G.: Über die Vertikalverteilung von Windgeschwindigkeit und Schwerestabilität in Freistrahlbewegungen der oberen Troposphäre. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **4**, 3 (1951).
13. Reineke, I.: Untersuchungen über die Abweichungen vom Gradientwind in der oberen Troposphäre. Meteorol. Abh. fr. Univ. Berlin **1**, Heft 1 (1950).
14. Schneider-Carius, K.: Die dynamische Bedeutung der Grundschicht. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 12, S. 60 (1950).
15. Austin, E. E. und J. K. Bannon: Relation of the Maximum Wind to the Level of the Tropopause on Occasion of Strong Wind. Met. Magaz. **81**, 321 (1952).
16. Schmauss, A.: Biologische Gedanken in der Meteorologie. Bayr. Akad. Wiss., Sitz.-Ber. 1943, 149.
17. Raethjen, P.: Gegenseitige Adaption der Druck- und Stromfelder. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **2**, 207 (1950).
18. Palmén, E. and C. W. Newton: A Study of the Mean Wind and Temperature Distribution in the Vicinity of the Polar Front in Winter. J. Meteorol. **5**, 220 (1948).
19. Flohn, H.: Divergenztheorie — Zyklogenese — Antizyklogenese. Meteorol. Rdsch. **5**, 8 (1952).
20. Newton, C. W., N. A. Phillips, Z. E. Carson, and D. L. Bradbury: Structure of Shear Lines near the Tropopause in Summer. Tellus **3**, 154 (1951).

21. Hovmöller, E.: North-South Cross Section Showing Distributions of Temperature, Relative Humidity, and Wind in a Well-Marked Zonal Current. J. Meteorol. **5**, 67 (1948).
22. Vuorela, L. A.: Contribution to the Aerology of the Tropical Atlantic. J. Meteorol. **5**, 115 (1948).
23. Palmén, E.: On the Distribution of Temperature and Wind in the Upper Westerlies. J. Meteorol. **5**, 20 (1948).
24. Flohn, H.: Probleme der großräumigen Synoptik. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone **35**, 12 (1952).
25. Schneider-Carius, K.: Die Grundschicht der Troposphäre. Leipzig 1953.
26. Faust, H.: Kaltfronten und ihre Einteilung. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 24 (1951).
27. Starrett, G.: The Relation of Precipitation Patterns in North America to Certain Types of Jet-Streams at the 300-mb Level. J. Meteorol. **6**, 347 (1949).
28. Riehl, H. and S. Tewelles, jr.: A Further Study on the Relation between the Jet-Stream and Cyclone Formation. Tellus **5**, 66 (1953).
29. Riehl, H.: Jet-stream in upper troposphere and cyclone formation. Transact. Am. Geophys. Union **29**, 175 (1948).
30. Namias, Z. and Ph. Clapp: Confluence Theory of the High Troposperic Jet-Stream. J. Meteorol. **6**, 330 (1949).
31. Staff Members of the Department of Meteorology of the University of Chicago: On the general circulation of the Atmosphere in middle latitudes. Bull. Am. Met. Soc. **28**, 255 (1947).
32. Raethjen, P.: Diskussionsbemerkung. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone **35**, 98 (1951).
33. Flohn, H.: Studien zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 18 (1950).
34. Hutchings, Z. W.: A Meridional Atmospheric Cross Section for an Oceanic Region. J. Meteorol. **7**, 94 (1950).
35. Hess, S. L.: Some New Mean Meridional Cross Sections Through the Atmosphere. J. Meteorol. **5**, 293 (1948).
36. Palmén, E. and K. M. Nagler: The Analysis of the Wind and Temperature Distribution in the Free Atmosphere over North-America in a Case of Approximately Westerly Flow. J. Meteorol. **5**, 58 (1948).
37. Flohn, H.: Die planetarische Zirkulation der Atmosphäre bis 30 km Höhe. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 12, 156 (1950).
38. — Über kalte, metastabile Hochdruckgebiete. Meteorol. Rdsch. **2**, 67 (1949).
39. — Die Revision der Lehre vom Passatkreislauf. Meteorol. Rdsch. **6**, 1 (1953).
40. Albrecht, F.: Untersuchungen über den Wärmehaushalt der Erdatmosphäre und seine thermodynamische Bedeutung. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 17 (1950).
41. — Der Wärmeumsatz durch die Wärmestrahlung des Wasserdampfes in der Atmosphäre. Z. f. Geophys. 1930, 421.
42. Möller, F.: Die Wärmequellen der freien Atmosphäre. Meteorol. Z. **52**, 408 (1935).
43. — Long-Wave Radiation. Compendium of Meteorology, Boston 1952, p. 34.
44. Behrmann, W.: Der Vorgang der Selbstverstärkung. Z. Ges. f. Erdkunde zu Berlin, 1919, 153.

5. Flohn, H.: Behrmanns Prinzip der Selbstverstärkung in der Meteorologie und die Mäanderbildung in Atmosphäre und Ozean. Die Erde, Z. Ges. f. Erdkunde zu Berlin 1951/52, 211.
6. Rossby, C. G.: On the Vertical and Horizontal Concentration of Momentum in Air and Ocean Currents. Tellus **3**, 15 (1951).
7. Defant, A.: Neue Ansichten über die Theorie der Meeresströmungen. Die Pyramide **2**, 142 (1952).
8. Fuglister, F. C. and L. V. Worthington: Some Results of a Multiple Ship Survey of the Gulf Stream. Tellus **3**, 1 (1951).
9. Dietrich, G.: Neue Wege der Ozeanographie. Naturwiss. Rdsch. **5**, 233 (1952).
0. Rossby, C. G.: Diskussionsbemerkungen. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone **35**, 23 (1952).
1. Raethjen, P.: Ursache und Wirkung in der Meteorologie und die Dissipation der Energie. Meteorol. Z. **54**, 121 (1937).
2. Philipps, H.: Die Abweichungen vom geostrophischen Wind. Meteorol. Z. **56**, 460 (1939).
3. Hollmann, G.: Zur Dynamik stationärer atmosphärischer Druckfelder. Abh. Meteorol. Dienst DDR, Nr. 12 (1952).
4. Charney, Z. G. and A. Eliassen: A Numerical Method for Predicting the Perturbations of the Middle Latitude Westerlies. Tellus **1**, 38 (1949).
5. Regula, W.: Temperaturen in der oberen Stratosphäre. Meteorol. Rdsch. **2**, 267 (1949).
6. Doporto, M.: Vertical Motion and Divergence computed from Upper Air Variations of Pressure and Temperature at Valentia. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone **35**, 103 (1952).
7. Exner, F. M.: Grundzüge einer Theorie der synoptischen Luftdruckänderungen. Wiener Sitz.-Ber., Bd. 119 (1900).
8. Sandström, Z. W.: Untersuchungen über die Polarfront. Meteorol. Z. **40**, 262 (1923).
9. Doporto, M.: Cell Motion in the Atmosphere. Met. Service Dublin, Geophys. Publ., vol. III, Nr. 7 (1951).
0. Bjerknes, V. et alia: Hydrodynamique Physique. Paris, 1934, S. 322.
1. Hinkelmann, K. H.: Zur numerischen Wettervorhersage mittels Relaxationsmethode unter Einbeziehung barokliner Effekte. Tellus, im Druck.
2. Reymann, G.: Stabilität und Luftdruckänderungen. Erscheint wahrscheinlich in Meteorol. Rdsch.
3. Raethjen, P.: Kurzer Abriß der Meteorologie. Teil I, S. 81. Wolfenbüttel 1947.

551.524.4:551.571.4

Eine räumlich integrierende optische Methode für die Messung vertikaler Temperatur- und Wasserdampfgradienten in der untersten Atmosphäre.

Von

Karl Brocks, Hamburg.

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es werden die theoretischen und physikalischen Grundlagen einer Methode dargelegt, die es gestattet, Linienmittelwerte des vertikalen Temperatur- und Wasserdampfgradienten über lange Strecken mit Hilfe der Strahlenbrechung zu messen. Ferner werden praktische Hinweise für die Durchführung solcher Messungen gegeben, die auf den umfangreichen Erfahrungen des Verfassers beruhen. Die Methode wurde im Jahre 1937 für Messungen in den bodenfernen Schichten des Hochgebirges entwickelt und wird in der vorliegenden Arbeit so ausgebaut, daß sie auch für Beobachtungen in den bodennahen Luftschichten brauchbar ist.

Zunächst wird gezeigt, daß die Entwicklung neuer räumlich mittelnder Meßmethoden für die atmosphärische Austauschforschung dringend erforderlich ist. Dann wird der Zusammenhang der meteorologischen Elemente mit der Strahlenbrechung in feuchter Luft abgeleitet und eine Beziehung zwischen den Gradienten von Lufttemperatur und Wasserdampf einerseits, der Lichtstrahlkrümmung anderseits mitgeteilt; zu alten Ableitungen wird kritisch Stellung genommen.

Die Beziehung zwischen dem Refraktionswinkel und den Werten des Brechungsindexgradienten entlang des betreffenden Strahles wird abgeleitet und der Begriff des „wirksamen" Wertes der Gradienten und der Strahlhöhen eingeführt, der notwendig ist, weil das Gewicht, mit dem die Verhältnisse an einem Punkt des Strahles in den Refraktionswinkel eingehen, eine Funktion der Entfernung vom Beobachtungspunkt ist. Hierbei wird von dem Fearnleyschen Refraktionsintegral Gebrauch gemacht.

Es wird die Beziehung zwischen der Bogenlänge und dem Bodenabstand eines Strahles unter Annahme konstanter Krümmung (Annäherung durch Kreisbogen) abgeleitet und hiermit der wirksame Bodenabstand eines Strahles als Funktion der Zenitdistanz berechnet unter verschiedenartigen Annahmen über die vertikale Schichtung des Brechungsindex, die aus der meteorologischen Erfahrung folgen.

Daraus ergeben sich Gleichungen, die zur Ableitung von Diagrammen verwendet werden können, aus denen ohne Schwierigkeit für jede gemessene Zenitdistanz eines Strahles die dazugehörige wirksame Höhe entnommen werden kann.

Auf diese Weise ist es möglich, mit mehreren Strahlen Höhenfunktionen des Brechungsindex, des Temperatur- und des Wasserdampfgradienten zu messen, die auf momentanen Linienmittelwerten der Schichtung beruhen. Hierbei wird mit geeigneten Winkelmeßinstrumenten bei 15 km langen Strahlen eine Genauigkeit des vertikalen Temperaturgradienten von $\pm 5 \cdot 10^{-4}$° C/m erzielt.

Am Schluß werden nähere Angaben über brauchbare Instrumente, über die Ausführung der Beobachtungsstände und Zielmarken und andere Einzelheiten, die praktische Anwendung der optischen Gradientmeßmethode betreffend, gemacht.

Das Verfahren wurde im Elbmündungsgebiet der Nordsee in den Sommermonaten der Jahre 1949 bis 1951 angewendet (17000 Messungen). Über die Ergebnisse dieser Messungen soll später berichtet werden.

Summary. The theoretical and physical principles of a method are discussed by which linear mean values of the vertical temperature and humidity gradient over long distances can be determined by refraction measurements. Practical indications for carrying out such measurements are given out of the Author's experience. The method was developed 1937 for measurements in the upper levels of high mountains. In this study it was improved to an extent that it can be applied also to ground layers.

First it is shown that the research of atmospheric exchange (Austausch) urgently requires the development of new space-averaging methods of measurement. Then, the connection between meteorological elements and refraction in humid air is derived and a relation given between the gradients of air temperature and humidity on the one hand and curving of light rays on the other hand. All derivations are dealt with critically.

Further, the relation between the refraction-angle and the values of the refraction-index gradient along the ray is deduced and the concept of the "effective" value of the gradients and ray altitudes introduced, which is necessary as the conditions in a given point of the ray bear on the refraction-angle with a weight being a function of the distance from the observation point. For this purpose Fearnley's refraction integral was used.

Assuming constant curving (approximation by arcs of a circle) the relation between arc-length and ground-distance of a ray is derived and thereby the effective ground-distance of the ray calculated, as a function of the zenith-distance, under various assumptions of the vertical distribution of the refraction-index according to meteorological experience.

Hence follow equations appropriate to the derivation of diagrams from which, for any measured zenith-distance of a ray, the corresponding effective altitude can be taken without difficulty.

In this way it is possible to measure, with the aid of different rays, altitude-functions of the refraction-index and of the temperature and humidity gradient, based upon momentary linear mean values. Applying suitable theodolites to rays of 15 km length an accuracy of $\pm 5 \cdot 10^{-4}$° C/m is reached for the vertical temperature gradient.

At last particular informations are given on appropriate instruments, the construction of observation posts and marks, and other details concerning the practical application of the optical method for measurement of gradients.

The method was used in the Elbe-mouth region (North Sea) during the summer months of the years 1949—1951 (17000 measurements). The results of these measurements will be published later.

Résumé. On expose les fondements théoriques et physiques d'une méthode permettant de mesurer les valeurs moyennes linéaires des gradients verticaux de température et de tension de la vapeur d'eau sur de longues distances au moyen de la réfraction optique, et l'on donne des indications pratiques pour ces mesures reposant sur de nombreuses expériences de l'auteur. Cette méthode fut développée en 1937 pour des mesures dans les couches d'air élevées, en haute montagne; elle est adaptée ici aux couches voisines du sol.

On montre tout d'abord que les recherches concernant l'échange dans l'atmosphère exigent l'emploi de méthodes de mesure nouvelles. Puis on établit l'interdépendance des éléments météorologiques et de la réfraction dans de l'air humide, ainsi qu'une relation entre les gradients de température et de tension de vapeur d'eau d'une part et la courbure des rayons d'autre part, en critiquant les anciennes dérivations.

On déduit la relation entre l'angle de réfraction et les valeurs du gradient de l'indice de réfraction de long du rayon, et on introduit la notion de valeur «effective» des gradients et des heuteurs de rayons, notion nécessaire parce que l'importance donnée aux rapports en un point du rayon dans le calcul de l'angle de réfraction est une fonction de la distance au point d'observation. On se sert ici de l'intégrale de réfraction de Fearnley.

On établit la relation entre la longueur d'arc et l'altitude du rayon au-dessus du sol en admettant une courbure constante (approximation par arc de cercle), et on calcule de la sorte la déviation d'un rayon du sol comme fonction de la distance zénithale sous différentes hypothèses concernant la stratification verticale de l'indice de réfraction fondée sur l'expérience météorologique.

De là des équations utilisables pour construire des diagrammes donnant aisément pour toute distance zénithale d'un rayon la hauteur effective correspondante.

Il est possible de cette façon de mesurer à l'aide de plusieurs rayons lumineux les fonctions de l'indice de réfraction, du gradient de la température et de la vapeur d'eau selon l'altitude, déterminées par les valeurs moyennes linéaires momentanées de la stratification. Avec des instruments appropriés on obtient sur des rayons de 15 km de longueur une précision du gradient vertical de température de $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ degrés/m.

On donne pour finir des indications sur l'instrumentation, les postes d'observation, les repères et autres questions pratiques, concernant la méthode optique de la mesure du gradient.

Le procédé a été utilisé dans la région de l'embouchure de l'Elbe pendant les étés de 1949 à 1951; les résultats de 17000 mesures seront publiés ultérieurement.

I. Die Bedeutung räumlich integrierender Meßmethoden für die atmosphärische Austauschforschung.

Für das Verständnis des komplizierten Mechanismus der atmosphärischen Zirkulation ist das Studium der Energiebilanz der Atmosphäre mit ihren zeitlichen Schwankungen und räumlichen Unterschieden unentbehrlich. Die Aufstellung dieser Bilanz wird dadurch erleichtert,

daß die Atmosphäre den größten Teil ihrer Energiezufuhr (im Mittel 70% der Gesamteinnahme) von der Erdoberfläche erhält. Denn hier wird die einfallende Strahlung in andere Energieformen transformiert und geht dann in Form von langwelliger Strahlung (18%) bzw. durch Leitung und Austausch als fühlbare und latente Wärme (82%) in die Lufthülle über.

Der größte Teil der Energie, die der Atmosphäre zufließt, durchquert also die bodennahen Luftschichten und ist dadurch der Messung verhältismäßig bequem zugänglich. Von diesem energetischen Gesichtspunkt her gesehen, ist deshalb die Untersuchung der untersten Grenzschicht der Atmosphäre auch für die Probleme der weiträumigen atmosphärischen Dynamik von nicht zu unterschätzender Bedeutung.

Für die Erfassung des Wärme- und Wasserdampftransportes innerhalb dieses Bereiches ist die bekannte Austauschgleichung von W. Schmidt ein wichtiges Hilfsmittel, die wir hier in der allgemeinen Form schreiben

$$S_i = -c_i A_i \frac{\overline{\partial i}}{\partial z} \tag{1}$$

und in der i die austauschbare atmosphärische Eigenschaft bedeutet, c_i eine für sie charakteristische Konstante, S_i ihren vertikalen Strom, A_i den für sie gültigen Austauschkoeffizienten und $\overline{\partial i/\partial z}$ den ausgeglichenen Wert ihres vertikalen Gradienten.

Diese Gleichung gibt den vertikalen Wasserdampfstrom, den Strom fühlbarer Wärme und den Impulsaustausch zwischen der Atmosphäre und der Erdoberfläche wieder. Bei Kenntnis des Austauschkoeffizienten und des von den turbulenten Fluktuationen befreiten vertikalen Gradienten der betreffenden Eigenschaft ermöglicht sie die Bestimmung des gesuchten Vertikalstromes; und man kann umgekehrt bei bekanntem Vertikalstrom mit Hilfe von Gradientmessungen Einblicke in das Verhalten des Austauschkoeffizienten gewinnen.

Die Beobachtung und Untersuchung der vertikalen Profile (Höhenfunktionen) der austauschbaren atmosphärischen Eigenschaften in der unteren Grenzschicht der Atmosphäre ist daher ein wesentliches Hilfsmittel für die Lösung des oben skizzierten Hauptproblems der Meteorologie.

Bei den bisher angewendeten Beobachtungsmethoden geht man so vor, daß die betreffende atmosphärische Eigenschaft (Lufttemperatur, Wasserdampfgehalt oder horizontale Windgeschwindigkeit) in verschiedenen Höhen an einer Senkrechten gemessen bzw. laufend registriert wird (sog. Profilmessungen). Aus den so erhaltenen, mit den turbulenten Schwankungen behafteten Beobachtungen werden durch zeitliche Mittelbildung arithmetische Mittelwerte berechnet, die als Grundlage für die Ermittlung des ausgeglichenen vertikalen Gradienten dienen.

Der prinzipielle Nachteil dieser Methode liegt darin, daß die Zeit, über die gemittelt wird, alle vorkommenden Schwankungsperioden umfassen muß. Bei dem regelmäßig auftretenden starken zeitlichen Gang des vertikalen Wärmestromes und damit auch des Austauschkoeffizienten werden auf diese Weise leicht Beobachtungswerte zu einem zeitlichen

Mittelwert zusammengefaßt, die zu verschiedenen Zuständen gehören, oder es werden die für die Mittelbildung benutzten Zeitintervalle zu klein gewählt. Dadurch können in beiden Fällen unkontrollierbare systematische Fälschungen des Ergebnisses verursacht werden. Ferner ist es — insbesondere beim Zustand der Konvektion mit seinen Vertikalströmungszyklen — nicht sicher, ob Beobachtungen an *einer* Senkrechten für die Untersuchung des Austauschproblems überhaupt ausreichen. Der naheliegenden Möglichkeit einer Beseitigung dieses Dilemmas durch gleichzeitige Messungen an vielen benachbarten Senkrechten stehen normalerweise unüberwindliche technische und finanzielle Schwierigkeiten entgegen. Es muß deshalb als ein dringendes Anliegen der heutigen Austauschforschung angesehen werden, neben der *zeitlichen* Mittelbildung Beobachtungsmethoden zu entwickeln, die es gestatten, momentane Flächen- oder Linienmittelwerte der Gradienten der austauschbaren atmosphärischen Eigenschaften zu messen.

Für die Temperatur- und Wasserdampfschichtung bietet sich hierbei die Methode der atmosphärischen Strahlenbrechung an[1]. Diese Methode wurde in den Jahren vor dem Kriege entwickelt und auf die Messung der Temperaturschichtung in den bodenfernen Schichten der Gebirgsatmosphäre angewendet [*1*, *2*, *3*].

Ihr Prinzip besteht in folgendem. Die Strahlenbrechung in der Atmosphäre ist in bodenfernen Schichten im wesentlichen bestimmt durch die Größe des vertikalen Temperaturgradienten. Der Zenitdistanzwinkel eines Strahles ist ein Maß für den Linienmittelwert des vertikalen Temperaturgradienten entlang seines Verlaufes. Man erhält daher mit Hilfe von Zenitdistanzmessungen zwischen Punkten bekannter Höhe und Entfernung (ausgeführt mit Universalinstrumenten bzw. mit Theodoliten, deren Libellen und Höhenkreise ausreichend genau sind) Linienmittelwerte der Temperaturschichtung mit einer Genauigkeit, die der Länge des verwendeten Strahles proportional ist. Die erforderliche räumliche Mittelbildung erfolgt bei dieser Methode also tatsächlich *momentan*, und zwar „mit einem Blick". Als Meßinstrumente fungieren die Lichtstrahlen, die man so dicht über das Beobachtungsgebiet spannen kann, wie es dem betreffenden Problem entspricht. Durch Kombination von Strahlen zwischen Zielen und Beobachtungsständen verschiedener Höhe erhält man die gesuchten ausgeglichenen Höhenfunktionen des vertikalen Temperaturgradienten.

Die Übertragung des vor dem Kriege im Hochgebirge entwickelten Verfahrens auf den bodennahen Atmosphärenbereich ist nicht ohne weiteres möglich, weil hier einerseits die Werte und Fluktuationen der vertikalen Gradienten der Lufttemperatur und des Wasserdampfgehaltes beträchtlich größer sind und anderseits wegen der starken Höhenabhängigkeit der Gradienten in Bodennähe die Konfiguration der Erd-

[1] In einer Diskussion mit dem Verfasser äußerte kürzlich H. Lettau den Gedanken, daß man in Bezug auf die horizontale Windschichtung eventuell durch Schallmessungen zu einem analogen Verfahren kommen könnte.

oberfläche und die Erdkrümmung eine erhebliche Rolle spielen. H. Neuberger vertrat sogar kürzlich noch den Standpunkt, daß die neue optische Gradientmeßmethode deshalb nur von „begrenztem praktischem Nutzen" sei, weil die starken Fluktuationen des meteorologischen Feldes in Bodennähe eine ausreichend genaue Beobachtung der Lichtstrahlen verhindern müßten [*4*].

Durch umfangreiche Messungen mit der weiterentwickelten optischen Methode, die vom Geophysikalischen Institut der Universität Hamburg in den Jahren 1949 bis 1951 über der Nordsee unter Leitung des Verfassers durchgeführt wurden, konnte der Nachweis erbracht werden, daß optische Messungen von Linienmittelwerten des vertikalen Temperaturgradienten auch innerhalb der unteren Dekameter der Atmosphäre mit der für Austauschuntersuchungen notwendigen Genauigkeit durchgeführt werden können, wenn man das Verfahren den hier herrschenden besonderen Verhältnissen anpaßt. Es soll darüber an anderer Stelle ausführlich berichtet werden. In der vorliegenden Arbeit werden die physikalischen und theoretischen Grundlagen der neuen Methode dargestellt, die für ihre Anwendung innerhalb der unteren Grenzschicht der Atmosphäre erforderlich sind. Ferner werden praktische Hinweise für die Durchführung solcher Messungen gegeben, die auf den von uns gesammelten Erfahrungen beruhen.

Der Unterschied gegenüber dem in bodenfernen Schichten benutzten Verfahren besteht darin, daß

1. im bodennahen Bereich der Einfluß des vertikalen Wasserdampfgradienten nicht mehr vernachlässigt werden darf,

2. auf die Bestimmung des wirksamen (s. unten) Bodenabstandes der Lichtstrahlen besondere Sorgfalt verwendet wird,

3. die hierfür notwendigen Rechnungen so vereinfacht werden müssen, daß sie mit erträglichem Arbeitsaufwand durch Hilfskräfte erledigt werden können.

II. Der Einfluß der meteorologischen Elemente auf die Strahlenbrechung.

1. Der Brechungsindex feuchter Luft.

Aus der theoretischen Physik ist für den Brechungsindex n eines Gases der Dichte ϱ die Lorentz-Lorenzsche Beziehung bekannt [*5*]

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = C\,\varrho, \tag{2a}$$

wobei der Faktor C eine Funktion der Wellenlänge des Lichtes ist. Für die hier interessierenden Probleme der Strahlenbrechung in der Atmosphäre wird diese Gleichung genügend genau angenähert durch die Gladstone-Dalesche Beziehung

$$n - 1 = c\,\varrho. \tag{2b}$$

Denn der Brechungsindex weicht bei Gasen nur so wenig von der Einheit

ab, daß sich der Gradient des Brechungsindex, auf den es allein ankommt, mit Hilfe der Gl. (2b) nur um etwa $0{,}1\,^0/_{00}$ kleiner ergibt als mit Gl. (2a). Wegen der bequemen Form der Gl. (2b) ist das von großem Vorteil. Mit Hilfe der Zustandsgleichung für ideale Gase, die ebenfalls ausreichend genau gültig ist, können wir (2b) in folgende Form bringen

$$n - 1 = \frac{c\,\mu}{R}\,\frac{p}{T} \tag{3}$$

bzw.

$$n - 1 = \frac{(n_0 - 1)\,T_0}{p_0}\,\frac{p}{T}. \tag{4}$$

Hier bedeutet R die allgemeine Gaskonstante, μ das Molekulargewicht des Gases, p den — in mb gemessenen — Gasdruck und T die Gastemperatur (in °Kelvin). n_0, p_0 und T_0 sind zusammengehörige Werte, die einen Standardzustand repräsentieren. Die Größe des Faktors c wird durch Beobachtung bestimmt.

Aus Beobachtungen der *Physikalisch-Technischen Reichsanstalt* (*PTR*) [6] ergibt sich für trockene Luft in der Nähe von $t = +20°$ C und $B = 760$ mm Hg die Beziehung

$$(n - 1)\,10^6 = \left(268{,}036 + \frac{1{,}476}{\lambda^2} + \frac{0{,}01803}{\lambda^4}\right)\frac{(1 + 20 \cdot 0{,}00367)}{760}\,\frac{B}{1 + 0{,}00367\,t}. \tag{5}$$

(λ bedeutet die Wellenlänge des Lichtes im Vakuum, gemessen in der Einheit 10^{-4} cm, B den Barometerstand gemessen in mm Hg, t die Lufttemperatur in °C). Die Spalte 3 der Tabelle 1 enthält den hieraus sich ergebenden Faktor der Gl. (4) für ausgewählte Wellenlängen.

Tabelle 1. *Werte der Faktoren a_1 und a_2 der Gl. (7) nach den Angaben von* Barell *und* Sears *bzw. der PTR.*

Wellenlänge λ	$a_1 \cdot 10^5$		$a_2 \cdot 10^5$
	$B + S$	*PTR*	$B + S$
	[Grad mb^{-1}]		[Grad mb^{-1}]
$0{,}40 \cdot 10^{-4}$ cm	8,04	8,04	1,19
0,59	7,88	7,88	1,24
0,76	7,83	7,83	1,25

Für den Brechungsindex n zweier Gase mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 und den Partialdrucken p_1 und p_2 gibt die Mischungsregel die Beziehung

$$(p_1 + p_2)\,(n - 1) = p_1\,(n_1 - 1) + p_2\,(n_2 - 1). \tag{6}$$

Im Falle feuchter Luft sei $p = p_1 + p_2$ der mit dem Barometer meßbare Luftdruck, $p_2 = e$ der Wasserdampfdruck, n_L und n_W die Brechungsindizes der trockenen Luft und des Wasserdampfes, wobei ein zusätzlicher Index 0 wieder auf einen Standardzustand hinweise. Da der Gesamtdruck p auf alle Partner des Gemisches gleichmäßig wirkt, ergibt sich

mit Hilfe der Gl. (4) und (6) für den Brechungsindex n der feuchten Luft

$$n - 1 = \frac{(n_{L_0} - 1)\, T_0}{p_0} \frac{p}{T} - \frac{(n_{L_0} - n_{W_0})\, T_0}{p_0} \frac{e}{T} \tag{7a}$$

oder abgekürzt

$$n - 1 = a_1 \frac{p}{T} - a_2 \frac{e}{T}. \tag{7b}$$

Die Werte der Faktoren a_1 und a_2 ergeben sich aus Messungen von H. Barell und C. E. Sears [7]. Diese Autoren leiteten für den Brechungsindex feuchter Luft im Temperaturbereich $+10°$ C bis $+30°$ C und im Luftdruckbereich 720 mm bis 800 mm Hg die Beziehung ab

$$(n - 1)\, 10^6 = \left(0{,}378125 + \frac{0{,}0021414}{\lambda^2} + \frac{0{,}00001793}{\lambda^4}\right) [1 + (1{,}049 - 0{,}015\, t)\, B\, 10^{-6}] \frac{B}{1 - 0{,}003661\, t} - \left(0.0624 - \frac{0{,}000680}{\lambda^2}\right) \frac{e}{1 + 0{,}003661\, t}. \tag{8}$$

Bezeichnungen wie in Glg. (5), e ist in mm Hg gemessen.

Die hieraus folgenden Faktoren a_1 und a_2 sind für ausgewählte Wellenlängen ebenfalls in der Tabelle 1 enthalten. Die Abweichungen zwischen den verschiedenen Werten des Faktors a_1, die sich aus den Beobachtungen der *PTR* und von Barell und Sears ergeben, liegen innerhalb der Abrundungsgrenze der Tabellenangaben.

Den Einfluß der Dispersion auf die Strahlenbrechung verschiedenfarbigen Lichtes berücksichtigen wir nicht, sondern benutzen im folgenden die Werte der Faktoren, die sich für die Wellenlänge der NaD-Linie ergeben, nämlich

$$a_{1\,(Na\,D)} = 7{,}88\ 10^{-5};\quad a_{2\,(Na\,D)} = 1{,}24\ 10^{-5}.$$

Für den Brechungsindex feuchter Luft hat Brunt [8] seinerzeit Beziehungen abgeleitet, die unserer Gl. (7) analog sind. Aus den von ihm — nach dem damals zur Verfügung stehenden Beobachtungsmaterial — angegebenen Werten der Brechungsindizes

$$n_{L_0} = 1{,}000292 \text{ und } n_{W_0} = 1{,}000257$$

für $t = 0°$ C und $p = 1013{,}2$ mb erhält man die etwas abweichenden Werte $a_1 = 7{,}87\ 10^{-5}$ und $a_2 = 0{,}94\ 10^{-5}$.

Wenn man in einer neueren Arbeit von R. Fleagle [9] ein Versehen berichtigt[1], ergeben sich aus seiner Gl. (3), die unserer Gl. (7) analog ist, folgende Werte der Faktoren

[1] R. Fleagle leitet aus den Angaben der Brechungsindizes fur „standard conditions" aus dem „Handbook of Chemistry and Physics" (1947) zwei Faktoren $A_1 = 2{,}28$ und $A_2 = 3{,}25$ ab, welche über die Gleichungen $n_1 - 1 = A_1\, \varrho_1$ und $n_2 - 1 = A_2\, \varrho_2$ mit den Brechverhältnissen der trockenen Luft (Index 1) und des Wasserdampfes (Index 2) verbunden sind. Hierbei gibt er diese Faktoren offenbar um eine Zehnerpotenz zu groß an. Auf die weiteren Konsequenzen seiner Arbeit ist das nicht von Einfluß, weil er nur

$$a_1 = 7{,}95\ 10^{-5} \text{ und } a_2 = 0{,}87\ 10^{-5},$$

wobei die Wellenlänge, für die diese Angaben gelten sollen, nicht angegeben ist. Ein wesentlicher Unterschied gegenüber den Werten von Barell und Sears, der nicht auf die Dispersion zurückgeführt werden kann, besteht in Bezug auf den Einfluß des Wasserdampfes. Da in der Arbeit von Barell und Sears alle bisherigen Meßergebnisse sehr sorgfältig diskutiert und mit eigenen Messungen verglichen werden, verwenden wir die dort enthaltenen Ergebnisse als Grundlage unserer weiteren Ableitungen.

Die Beschränkungen der Barell-Sears'schen Beziehung auf den oben angegebenen Temperatur- und Luftdruckbereich macht sich bei der Anwendung auf die Strahlenbrechung der bodennahen Luftschicht im Meeresniveau nur während der kalten Jahreszeit und in den Tropen störend bemerkbar. Eine Ausdehnung der experimentellen Untersuchung der Lichtbrechung der Luft auf tiefere Temperaturen als $+10^\circ$ C und niedere Luftdrucke als 720 mm Hg wäre sehr erwünscht.

H. C. Freiesleben [*10*, *11*, *12*] geht bei der Behandlung des Wasserdampfeinflusses auf die Strahlenbrechung feuchter Luft von der unzutreffenden Vorstellung aus, daß der Brechungsindex eines Gasgemisches nicht nach der Mischungsregel — Gl. (6) — sondern entsprechend dem Verhältnis der Gasdichten abgeleitet werden muß, und benutzt als theoretische Grundlage deshalb Gl. (2b) u. (13a) (s. u.). Er kommt so zu Werten des Wasserdampfgliedes (s. z. B. [*12*], S. 46/47), die einem um den Faktor 3 zu großen Koeffizienten a_2 entsprechen.

2. Die Lichtstrahlkrümmung und der Brechungsindex-Gradient.

In der geometrischen Optik wird [*13*] für die Krümmung K eines Strahles in einem Medium mit stetig variablem Brechungsindex n die Gleichung verwendet

$$K = 1/r = |\operatorname{grad} n| \quad \sin\zeta \cdot \frac{1}{n}, \tag{9}$$

wo r den Strahlradius und ζ den Winkel des Strahles mit dem Gradienten des Brechungsindex bedeutet. Nach Gl. (7) gilt für den Gradienten des Brechungsindex in einer feuchten Atmosphäre

$$\operatorname{grad} n = \frac{a_1}{T} \cdot \operatorname{grad} p - \frac{a_1 p - a_2 e}{T^2} \cdot \operatorname{grad} T - \frac{a_2}{T} \cdot \operatorname{grad} e. \tag{10}$$

Im allgemeinen kann man die horizontalen Komponenten der meteorologischen Elemente gegenüber den vertikalen vernachlässigen, dann geht die Gl. (10) über in die Form

$$\frac{\partial n}{\partial z} = \frac{a_1}{T} \partial p/\partial z - \frac{a_1 p - a_2 e}{T^2} \partial T/\partial z - \frac{a_2}{T} \partial e/\partial z. \tag{11}$$

von dem Verhältnis A_2/A_1 Gebrauch macht. Unsere Faktoren a_1 und a_2 hängen mit A_1 und A_2 durch die Gleichungen $A_1 = R_L a_1$ und $A_2 = (a_1 - a_2) R_L$ 0,623 zusammen, wobei R_L die Gaskonstante trockener Luft bedeutet.

Für das vertikale Druckgefälle feuchter Luft gilt

$$\partial p/\partial z = -g\,\varrho_f, \tag{12}$$

wo ϱ_f die Dichte der feuchten Luft und g die Schwerebeschleunigung bedeuten, und ferner folgt aus der Zustandsgleichung für ideale Gase, die mit ausreichender Annäherung für Luft gültig ist:

$$\varrho_f = \frac{p}{R_L T}\left(1 - \frac{0{,}377\,e}{p}\right), \tag{13a}$$

$$\varrho_f = \frac{w}{R_L T}\,p. \tag{13b}$$

Tabelle 2.

t	w (gesättigt)
0° C	0,998
10	0,995
20	0,992
30	0,984
40	0,972
50	0,954

Hier bedeutet R_L die Gaskonstante trockener Luft und der Faktor w ist nur bei hohen Temperaturen und hohen relativen Feuchten von 1 merklich verschieden, wie die Tabelle 2 zeigt, in der für verschiedene Temperaturen die Werte von w für den Fall der Sättigung angegeben sind.

Damit geht die Gl. (11) über in

$$\frac{\partial n}{\partial z} = -\frac{a_1 w g}{R_L}\cdot\frac{p}{T^2} - \frac{a_1 p - a_2 e}{T^2}\cdot\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{a_2}{T}\cdot\frac{\partial e}{\partial z}. \tag{14}$$

Wir wollen einen Strahl als positiv gekrümmt definieren, wenn eine Komponente seines von dem betrachteten Strahlpunkt aus nach dem Krümmungsmittelpunkt gerichteten Krümmungsradius in Richtung abnehmender z-Werte zeigt. Dann gilt also

$$K = -\frac{\partial n}{\partial z}\sin\zeta\cdot\frac{1}{n} \quad [\mathrm{m^{-1}}] \tag{15}$$

und mit Gl. (14)

$$K = \frac{\sin\zeta}{n}\left(d_1\frac{p}{1000} + d_2\frac{\partial T}{\partial z}\frac{p}{1000} + d_3\frac{\partial e}{\partial z}\right) \tag{16}$$

mit

$$d_1 = \frac{a_1 w g\ 10^3}{R_L T^2}; \quad d_2 = -\frac{(a_1 - a_2 e/p)\ 10^3}{T^2}; \quad d_3 = \frac{a_2}{T}.$$

$[\mathrm{m^{-1}\,mb^{-1}}]$ $[\mathrm{grad^{-1}\,mb^{-1}}]$ $[\mathrm{mb^{-1}}]$

Die Zahlenfaktoren d_{1-3} sind zwar von der Lufttemperatur und zum Teil auch vom Luft- und Wasserdampfdruck abhängig. In den meisten Fällen ist aber die Änderung dieser Elemente entlang eines Strahles, verglichen mit den Änderungen der Gradienten, so geringfügig, daß die Zahlenfaktoren für den betrachteten Strahl als konstant angesehen werden können, wodurch die Behandlung der Probleme sehr vereinfacht wird.

In der Tabelle 3a sind die Werte der Zahlenfaktoren für trockene und gesättigt feuchte Luft in Abhängigkeit von der Temperatur für den praktischen Gebrauch im Temperaturbereich zwischen $-50°$ C und $+50°$ C zusammengestellt. Wir sehen, daß der Einfluß des Wasserdampfgehaltes hier meistens vernachlässigt werden kann, seine Berücksichtigung ist aber mit Hilfe der relativen Feuchte leicht möglich.

Tabelle 3a. *Zahlenfaktoren der Gleichung für die Krümmung horizontaler Strahlen.*[1])

$$K = -\frac{\partial n}{\partial z} = d_1 \frac{p}{1000} + d_2 \frac{p}{1000} \frac{\partial T}{\partial z} + d_3 \frac{\partial e}{\partial z}.$$

t °C	d_1 [m^{-1} mb^{-1}] trocken	d_1 [m^{-1} mb^{-1}] gesättigt	d_2 [grad^{-1} mb^{-1}] trocken	d_2 [grad^{-1} mb^{-1}] gesättigt	d_3 [mb^{-1}]
— 50	5,40 10^{-8}	5,40 10^{-8}	1,58 10^{-6}	1,58 10^{-6}	5,55 10^{-8}
— 40	4,95	4,95	1,45	1,45	5,32
— 30	4,56	4,56	1,33	1,33	5,11
— 20	4,20	4,20	1,23	1,23	4,90
— 10	3,88	3,88	1,14	1,14	4,71
0	3,60	3,60	1,05	1,05	4,54
+ 10	3,35	3,34	0,99	0,98	4,37
+ 20	3,13	3,10	0,91	0,91	4,24
+ 30	2,93	2,88	0,85	0,85	4,10
+ 40	2,74	2,66	0,80	0,79	3,98
+ 50	2,57	2,44	0,75	0,74	3,85

Da die Strahlen gewöhnlich sehr wenig gegen die Horizontale geneigt sind, kann $\sin \zeta$ meistens ebenso wie n mit 1 gleichgesetzt werden, und dann gilt

$$K = -\frac{\partial n}{\partial z} = d_1 \, p/1000 + d_2 \frac{\partial T}{\partial z} \, p/1000 + d_3 \frac{\partial e}{\partial z}. \tag{17}$$

3. Die relative Lichtstrahlkrümmung (lokaler Refraktionskoeffizient).

Oft ist es zweckmäßig, einen relativen Wert der Lichtstrahlkrümmung mit der Erdkrümmung als Einheit einzuführen, die relative Lichtstrahlkrümmung $\varkappa$ (in der Geodäsie als „lokaler Refraktionskoeffizient" bezeichnet). Wenn r_0 den Krümmungsradius der Erde im Azimut des Strahles und r den Krümmungsradius des Strahles an dem betrachteten Punkt bedeutet, dann gilt

$$\varkappa = r_0/r = K r_0 \tag{18}$$

und (mit den obigen Vereinfachungen)

$$\varkappa = -r_0 \frac{\partial n}{\partial z} = c_1 \, p/1000 + c_2 \frac{\partial T}{\partial z} \, p/1000 + c_3 \frac{\partial e}{\partial z}, \tag{19}$$

wobei die Zahlenfaktoren c_{1-3} durch Multiplikation mit r_0 aus d_{1-3} hervorgehen. In Tabelle 3b sind die Werte von c_{1-3} für den Besselschen Mittelwert des Erdradius $r_0 = 6{,}377 \; 10^6$ m in Abhängigkeit von der Temperatur zusammengestellt.

[1]) Die Zahlenwerte der Tab. 3a u. b sind ebenso wie die Gültigkeit der Gl. (8) nur im Temperaturbereich $+ 10° \leqq t \leqq + 30°$ C experimentell gesichert.

Tabelle 3b. *Zahlenfaktoren der Gleichung für die relative Krümmung* $\varkappa = K r_0$ *horizontaler Strahlen (mit* $r_0 = 6{,}377\ 10^6$ *m).*[1])

$$\varkappa = -r_0 \frac{\partial n}{\partial z} = c_1 \frac{p}{1000} + c_2 \frac{p}{1000} \frac{\partial T}{\partial z} + c_3 \frac{\partial e}{\partial z}.$$

t °C	c_1 [mb^{-1}] trocken	c_1 [mb^{-1}] gesättigt	c_2 [m grad^{-1} mb^{-1}] trocken	c_2 [m grad^{-1} mb^{-1}] gesättigt	c_3 [mb^{-1} m]
— 50	0,345	0,345	10,09	10,09	0,354
— 40	0,316	0,316	9,24	9,24	0,339
— 30	0,291	0,291	8,50	8,50	0,326
— 20	0,268	0,268	7,84	7,84	0,313
— 10	0,248	0,248	7,25	7,25	0,301
0	0,230	0,230	6,73	6,72	0,290
+ 10	0,214	0,213	6,27	6,25	0,280
+ 20	0,200	0,198	5,85	5,82	0,271
+ 30	0,187	0,184	5,47	5,43	0,262
+ 40	0,175	0,170	5,12	5,07	0,254
+ 50	0,164	0,156	4,81	4,72	0,245

Ferner ist es zweckmäßig, die Werte der relativen Lichtstrahlkrümmung und des Brechungsindexgradienten in Abhängigkeit von der Temperatur für die Fälle $\partial T/\partial z = -0{,}0098°$ C/m (adiabatischer Temperaturgradient) und $\partial T/\partial z = 0{,}00°$ C/m (Isothermie) bei $\partial e/\partial z = 0$ graphisch darzustellen, weil diese Temperaturgradienten von besonderer Bedeutung sind. Das ist in Abb. 1 geschehen.

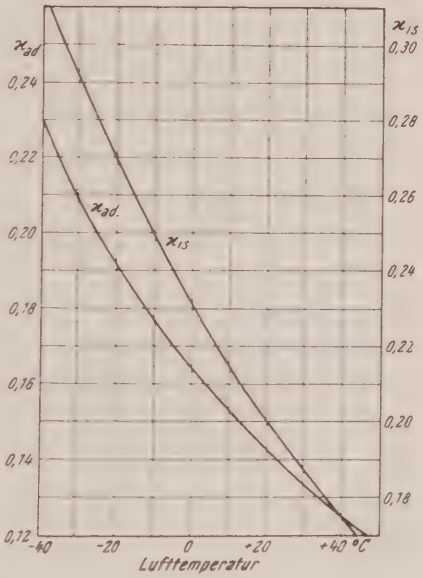


Abb. 1. Die relative Strahlkrümmung $\varkappa$ als Funktion der Lufttemperatur für die beiden Fälle a) isotherme vertikale Temperaturschichtung

$$\varkappa_{is} = c_1 \frac{p}{1000};$$

b) adiabatische vertikale Temperaturschichtung $\varkappa_{ad} = (c_1 - 0.0098\, c_2) \frac{p}{1000}$ bei fehlender vertikaler Feuchteschichtung und beim Luftdruck $p = 1000$ mb.

III. Refraktionswinkel und Brechungsindex-Gradient.

Die Gl. (16) stellt die Verbindung her zwischen den meteorologischen Elementen und der Lichtstrahlkrümmung in einem bestimmten

[1]) s. Anm. S. 380.

Punkt. Der Messung zugänglich ist aber nur der Winkel ζ der beobachteten Strahltangente mit dem Lot. Wenn eine eventuell vorhandene Lotabweichung sowie die Entfernung und der Höhenunterschied Ziel-Beobachtungspunkt bekannt sind, kann man mit Hilfe von ζ den Winkel der Strahltangente mit der Geraden Beobachtungspunkt-Ziel angeben, den sog. Refraktionswinkel β. Dieser Winkel entsteht durch das Zusammenwirken aller Krümmungen entlang des Strahles und ist deshalb ein Maß für einen mittleren Wert des Brechungsindexgradienten bzw. der relativen Lichtstrahlkrümmung, innerhalb der vom Strahl durchquerten Luftschicht. Die Art der Mittelbildung geht dabei aus dem Refraktionsintegral hervor:

$$\beta = -\int_0^S \left(1 - \frac{s}{S}\right) \frac{\partial n\,(s)}{\partial z} \frac{\sin \zeta\,(s)}{n\,(s)}\, ds \tag{20a}$$

oder

$$\beta = \frac{1}{r_0} \int_0^S \left(1 - \frac{s}{S}\right) \varkappa\,(s)\, ds. \tag{20b}$$

Hier bedeutet S die Länge und s die — vom Beobachtungspunkt an gemessene — laufende Bogenlänge des Strahles. Auch hier kann von den bereits oben eingeführten Vereinfachungen [$n\,(s) \sim 1$, $\sin \zeta\,(s) \sim 1$] Gebrauch gemacht werden. S und s können mit ausreichender Genauigkeit entlang der Geraden Beobachtungspunkt-Ziel gemessen werden.

Diese Form des Refraktionsintegrals geht auf C. Fearnley [*14*] zurück und ist für die optische Methode der Gradientmessung besonders zweckmäßig. Sie wurde deshalb vom Verfasser anläßlich der Bearbeitung von Refraktionsmessungen im Hochgebirge erneut für die Behandlung des Refraktionsproblems nutzbar gemacht [*1*] und wurde seitdem verschiedentlich für die Refraktionsberechnung verwendet (siehe z. B. H. C. Freiesleben [*10*] mit neuer Ableitung).

Den Mittelwert der relativen Lichtstrahlkrümmung, bzw. des Brechungsindex-Gradienten, der dem Refraktionswinkel β entspricht, bezeichnen wir mit $\tilde{\varkappa}$ (oft auch mit k), bzw. $\frac{\widetilde{\partial n}}{\partial z}$. Er kann aufgefaßt werden als Krümmung des kreisbogenförmigen Strahles, der den gleichen Refraktionswinkel β aufweist wie der tatsächlich beobachtete Strahl und der zwischen dem Beobachtungspunkt und dem Ziel verlaufen würde, wenn in den dazwischen liegenden Luftschichten der konstante Wert $\frac{\widetilde{\partial n}}{\partial z}$ des Brechungsindex-Gradienten gültig wäre. Aus Gl. (20) folgt hierfür

$$\beta = -\frac{1}{2} S \frac{\widetilde{\partial n}}{\partial z} \tag{21a}$$

bzw.

$$\beta = \frac{S}{2 r_0} \tilde{\varkappa} \tag{21b}$$

und somit

$$\frac{\widetilde{\partial n}}{\partial z} = 2\int_0^S \left(\frac{1}{S} - \frac{s}{S^2}\right) \frac{\partial n\,(s)}{\partial z}\, ds, \tag{22a}$$

$$\tilde{\varkappa} = k = 2\int_0^S \left(\frac{1}{S} - \frac{s}{S^2}\right) \varkappa\,(s)\, ds. \tag{22b}$$

Die Gl. (20) und (22) zeigen, mit welchem Gewicht die Strahlkrümmungswerte und damit die meteorologischen Elemente in den verschiedenen Teilen des Strahles in den Mittelwert eingehen, der durch den Refraktionswinkel β gemessen wird. Für einen Strahlteil der Länge $(\alpha_\nu - \alpha_{\nu-1})\,S$, dessen Anfangspunkt $\alpha_{\nu-1}\,S$ und dessen Endpunkt $\alpha_\nu\,S$ vom Beobachtungspunkt entfernt ist, ergibt die Integration der Gl. (22) unter der Annahme, daß die Krümmung in diesem Abschnitt konstant ist, für dieses Gewicht G_ν den Ausdruck

$$G_\nu = 2\,(\alpha_\nu - \alpha_{\nu-1}) - (\alpha_\nu^2 - \alpha_{\nu-1}^2), \tag{22c}$$

wobei α eine Zahl zwischen 0 und 1 ist. G_ν verringert sich stetig mit wachsender Entfernung vom Beobachtungspunkt (z. B. ergibt sich für das erste Strahlzehntel $G_\nu = 0{,}19$ für das letzte $G_\nu = 0{,}01$). Die Schlangenlinie soll in den Gl. (22a und b) darauf hinweisen, daß die Mittelbildung nicht arithmetisch erfolgt, und wir bezeichnen $\frac{\widetilde{\partial n}}{\partial z}$ und $\tilde{\varkappa}$ deshalb auch nicht als Mittelwerte, sondern als „wirksame" Werte des Brechungsindex-Gradienten und der relativen Strahlkrümmung entlang des Strahles.

Der Refraktionswinkel β ergibt sich aus der Gleichung

$$\beta = \zeta_{00} - \zeta.$$

Hier bedeutet ζ_{00} die Zenitdistanz der Verbindungsgeraden Beobachtungspunkt-Ziel. Zu ihrer Berechnung mit Hilfe der Entfernung S und des Höhenunterschiedes H Beobachtungspunkt-Ziel dient die aus der trigonometrischen Höhenbestimmung bekannte Gleichung [*15*]

$$H = S \operatorname{ctg} \zeta + (1 - k)\frac{S^2}{2\,r_0}, \tag{23}$$

wobei der Faktor k gleich Null gesetzt wird. k ist mit der wirksamen relativen Strahlkrümmung $\tilde{\varkappa}$ identisch und wird in der Geodäsie als „Refraktionskoeffizient" bezeichnet.

Aus dem Refraktionswinkel β ermittelt man mit Hilfe der Gl. (21a und b) den Brechungsindex-Gradienten bzw. die relative Strahlkrümmung[1]. Wenn man diese in Gl. (19) einsetzt und mit den am

[1] Da β in Bogensekunden gemessen vorliegt, ist es zweckmäßig, in Gl. (21a) statt des Faktors $S/2\,r_0$ den in Winkelmaß gemessenen halben Erdzentriwinkel $\Gamma/2$ einzuführen, der der Strahllänge S entspricht. Seine exakte Bestimmung müßte mit dem Krümmungsradius der Erdoberfläche im Azimut des Strahles erfolgen, wir können uns aber mit seiner Annäherung mit Hilfe eines mittleren Erdradius begnügen, wobei wir wieder den Wert $r_0 = 6{,}377\,10^6$ m

Beobachtungspunkt gemessenen Werten der Lufttemperatur und des Luftdruckes die Zahlenfaktoren c_{1-3} bestimmt, erhält man die gesuchte Beziehung für die wirksamen vertikalen Gradienten der Lufttemperatur und des Wasserdampfdruckes, die im Augenblick der Messung entlang des Strahles herrschten.

Die Trennung von $\widetilde{\partial T/\partial z}$ und $\widetilde{\partial e/\partial z}$ erfordert besondere Maßnahmen. Bei Messungen über dem Meer sind hierfür die gleichzeitig gemessenen Temperatur- und Wasserdampfdruckdifferenzen zwischen der Wasseroberfläche und der Luft ein geeignetes Hilfsmittel, wie an anderer Stelle gezeigt wird. Da die Wasserdampfschichtung mit geringerem Gewicht in den Brechungsindex-Gradienten eingeht als die Temperaturschichtung, ist eine solche Auftrennung unschwer möglich.

Wenn die Austauschkoeffizienten für Wärme und für Wasserdampfgehalt in der Grenzschicht der Atmosphäre identisch sind, kann man für Austauschbetrachtungen auf diese Aufspaltung verzichten. Da für den Austausch der Wärme die potentielle Temperatur θ maßgeblich ist, muß zu diesem Zweck die Gl. (19) in folgender Form geschrieben werden

$$\tilde{\varkappa} = \frac{p}{1000}(c_1 - 0{,}0098\, c_2) + c_2 \frac{p}{1000}\frac{\widetilde{\partial \theta}}{\partial z} + c_3 \frac{\widetilde{\partial e}}{\partial z} \qquad (19\,\mathrm{a})$$

und es ist die Höhenabhängigkeit des Ausdruckes

$$\tilde{\varkappa} - \frac{p}{1000}(c_1 - 0{,}0098\, c_2) = \tilde{\varkappa} - \varkappa_{ad}$$

zu untersuchen, dessen einzelne Glieder bekannt sind.

Diese Höhenabhängigkeit ergibt sich durch Beobachtungen mit Strahlen verschiedener Höhe. Die Schwierigkeit besteht darin, wie man die Höhe bestimmen soll, in welcher der gemessene Wert des vertikalen Gradienten tatsächlich in der Atmosphäre vorhanden ist. Wir bezeichnen sie als „wirksame" Höhe $\tilde{z}$ des Strahles. Die Kenntnis eines möglichst genauen Wertes von $\tilde{z}$ ist für die Untersuchung von Höhenfunktionen der Gradienten unentbehrlich. Ihre Bestimmung ist deshalb der Inhalt der nächsten Abschnitte dieser Arbeit. Wir beschränken uns dabei auf den Fall einer horizontalen Erdoberfläche, nur unter dieser Voraussetzung sind geschlossene analytische Ansätze für die gesuchte Höhe möglich. Aus diesem Grunde ist die Grenzschicht der Atmosphäre über dem Meer besonders gut für die Anwendung der optischen Methode der Gradientmessung geeignet. Die im folgenden abgeleiteten Beziehungen sind aber auch die Grundlage für die Auswertung optischer Gradientmessungen über gewelltem Gelände, sie bedürfen dann einiger einfacher Ergänzungen.

benutzen. Dann ergibt sich für $\Gamma/2$ die Gleichung (S in m, Dimension des Faktors [Bogensekunden m^{-1}], $\Gamma/2$ in Bogensekunden)

$$\Gamma/2 = 1{,}617\ 10^{-2}\, S \qquad (24)$$

und für die wirksame relative Strahlkrümmung mit Gl. (21b)

$$\tilde{\varkappa} = \beta : \Gamma/2.$$

IV. Die Lage der Strahlen über der Erdoberfläche.

Wegen der Erdkrümmung ändert sich der Wasserabstand der Verbindungsgeraden zweier Punkte, die in gleicher Höhe über der horizontalen Erdoberfläche liegen, im Verlaufe dieser Geraden je nach der Punktentfernung mehr oder weniger stark. Dieser Einfluß der Aufwölbung der Erdoberfläche unterhalb eines Strahles ist bei der Anwendung der optischen Gradientmeßmethode auf Luftschichten mit großem Bodenabstand (z. B. im Gebirge) ohne praktische Bedeutung, weil die vertikalen Gradienten der meteorologischen Elemente in größeren Bodenabständen sich in den meisten Fällen nur wenig mit der Höhe ändern. In den bodennahen Schichten dagegen sind die vertikalen Unterschiede der Gradienten beträchtlich, und deshalb darf der Einfluß der Erdkrümmung hier nicht vernachlässigt werden. Wir müssen daher den Bodenabstand eines Strahles als Funktion seiner Bogenlänge darstellen, wobei wir eine eventuelle Schiefstellung der Meeresoberfläche oder Bodenwellen der festen Erdoberfläche nicht berücksichtigen.

1. Kreisbogenförmige Strahlen.

Wir führen folgende Bezeichnungen ein (s. Abb. 2):

z, z_0, z_1 — Boden- bzw. Wasserabstand eines Strahlpunktes, des Beobachtungspunktes und des Zieles (wird gelegentlich auch als „Höhe" des Strahlpunktes bezeichnet);

$h = z - z_0$ — Vertikalabstand eines Strahlpunktes vom Beobachtungspunkt;

$H = z_1 - z_0$ — Höhenunterschied Ziel-Beobachtungspunkt;

s — Bogenlänge des Strahles, gemessen vom Beobachtungspunkt aus;

S — Strahllänge.

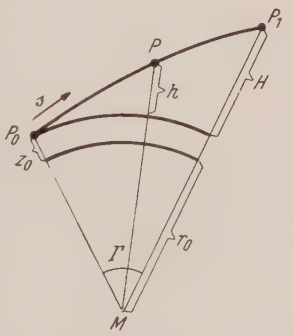


Abb. 2. Lage des Lichtstrahles $P_0 P_1$ über einer horizontalen, gekrümmten Erdoberfläche mit dem Krümmungsradius r_0, Bezeichnungen siehe im Text.

Wenn wir berücksichtigen, daß S, z_0 und z_1 klein sind gegenüber dem Krümmungsradius r_0 der Erdoberfläche im Azimut des Strahles, ergibt sich auf elementargeometrischem Wege für den Vertikalabstand der Geraden Beobachtungspunkt-Ziel vom Beobachtungspunkt folgende Parabelgleichung

$$h = s^2/2\, r_0 + s\,(H/S - S/2\, r_0). \qquad (25)$$

Wenn Strahlenbrechung wirksam ist, tritt zu dem Einfluß der Erdkrümmung noch die mehr oder weniger große Aufwärts- bzw. Abwärtsbiegung des Strahles hinzu, durch welche h vergrößert bzw. verkleinert wird. Für den Fall kreisbogenförmiger Strahlen läßt sich dieser Einfluß leicht darstellen, wenn man bedenkt, daß wegen der geringen Neigung

der Strahlen gegen die Horizontale die Richtung der Krümmungsradien der Strahlen genügend genau mit der Richtung von r_0 übereinstimmt. Wenn man die Gl. (25) auch auf den Strahl mit dem Krümmungsradius $r = r_0/k$ anwendet, erhält man für den Vertikalabstand die Beziehung

$$h = s^2 (1 - k)/2\, r_0 + [H/S - S\,(1 - k)/2\, r_0]\, s. \tag{26}$$

Der Ausdruck $r_0/(1 - k)$ wird gelegentlich als „effektiver Erdradius" bezeichnet und findet auch in der Behandlung der Ultrakurzwellenausbreitung Anwendung [*16*].

Die Gl. (26) gibt die Lage eines kreisbogenförmigen Strahles relativ zur Niveaufläche des Beobachtungspunktes, bzw. — wenn man z_0 hinzufügt — zur horizontalen Erdoberfläche bzw. Meeresoberfläche wieder. Sie stellt eine Parabel dar, deren Scheitelpunktskoordinaten sich durch Extremalbetrachtung ergeben. Es gilt für die Entfernung s_m des Scheitelpunktes vom Beobachtungspunkt

$$s_m = \frac{S}{2} - \frac{r_0}{1 - k}\,\frac{H}{S} \tag{27a}$$

für seine Vertikalentfernung vom Niveau des Beobachtungspunktes

$$h_m = \frac{H}{2} - \frac{1 - k}{r_0}\,\frac{S^2}{8} - \frac{r_0}{1 - k}\,\frac{H^2}{2\,S^2}. \tag{27b}$$

Die Gl. (26) läßt sich dadurch auf die Form bringen

$$(s - s_m)^2 = \frac{2\, r_0}{1 - k}\,(z - z_m), \tag{28}$$

wobei z_m den Abstand des Scheitelpunktes vom Meeresniveau oder vom Niveau der horizontalen Erdoberfläche bedeutet. Je nach der Entfernung und dem Höhenunterschied zwischen dem Beobachtungspunkt und dem Ziel und je nach der Krümmung des betrachteten kreisbogenförmigen Strahles liegt der Scheitel dieser Parabel im Strahl selbst, also zwischen dem Beobachtungspunkt und dem Ziel, oder außerhalb dieses Bereiches. Wenn im ersteren Fall die Scheitelordinate z_m negativ wird, ist das ein Zeichen dafür, daß das Ziel mit einem kreisbogenförmigen Strahl der betrachteten Krümmung vom Beobachtungspunkt aus nicht erreicht werden kann; es liegt unsichtbar „hinter der Kimm".

Da wir im nächsten Abschnitt bei der Berechnung der wirksamen Strahlhöhen von der Annäherung durch Kreisbögen Gebrauch machen und entlang dieser Kreisbögen integrieren, müssen wir die Krümmungswerte k herleiten, für welche der Parabelscheitel innerhalb bzw. außerhalb des Strahles liegt und für welche ferner seine Ordinate z_m negativ wird.

Einfache differentialgeometrische Betrachtungen zeigen, daß der Parabelscheitel zwischen Beobachtungspunkt und Ziel liegt, wenn die Ungleichungen bestehen

$$k > 1 + \frac{2\, r_0\, |H|}{S^2} \tag{29a}$$

und

$$k < 1 - \frac{2\, r_0\, |H|}{S^2}. \tag{29b}$$

Im ersten Fall (Strahlkrümmung stärker als diejenige der Erde und nach oben konkav, $k > 1$) ist der Parabelscheitel der höchste Punkt der Parabel, im zweiten Fall ist er der niedrigste Punkt der Parabel. Für die Integration entlang eines solchen Strahles ist wichtig, daß er gewisse Höhenabschnitte doppelt durchläuft, er besteht dann aus einem ansteigenden und einem abfallenden Ast. Wenn dagegen die Ungleichungen (29a und b) nicht erfüllt sind, liegt der Parabelscheitel außerhalb des Strahles, und die Steigung des Strahles wechselt zwischen dem Beobachtungspunkt und dem Ziel nicht das Vorzeichen.

Bei der optischen Gradientmessung über größere Entfernungen kommen nur in seltenen Ausnahmefällen relative Strahlkrümmungen $k > 1$ vor. Wir beschränken uns deshalb im folgenden auf den Fall $k < 1$.

Der Bodenabstand z_m des Parabelscheitels ist nur dann positiv, wenn folgende Ungleichung besteht

$$1 - \frac{4\,r_0}{S^2}\left(\frac{z_0 + z_1}{2} + \sqrt{z_0 z_1}\right) < k < 1 - \frac{4\,r_0}{S^2}\left(\frac{z_0 + z_1}{2} - \sqrt{z_0 z_1}\right). \quad (30)$$

Wenn der linke Teil nicht gilt, ist gleichzeitig die Ungleichung (29b) erfüllt, d. h. der Parabelscheitel liegt zwischen dem Beobachtungspunkt und dem Ziel unter dem Meeresniveau, so daß die Nichtsichtbarkeit eines Zieles durch die Ungleichung

$$k < 1 - \frac{4\,r_0}{S^2}\left(\frac{z_0 + z_1}{2} + \sqrt{z_0 z_1}\right) \quad (30a)$$

charakterisiert wird.

Für

$$k > 1 - \frac{4\,r_0}{S^2}\left(\frac{z_0 + z_1}{2} - \sqrt{z_0 z_1}\right) \quad (30b)$$

dagegen liegt der Parabelscheitel außerhalb des betrachteten Strahles unter dem Meeresniveau.

Für den arithmetischen Mittelwert $\bar{z}$ der Strahlhöhe erhält man durch Integration der Gl. (26) den Ausdruck

$$\bar{z} = z_0 + \frac{H}{2} - \frac{1-k}{12\,r_0} S^2. \quad (31)$$

Dieser Wert ist nicht mit der wirksamen Höhe identisch wegen der für die Refraktion charakteristischen Gewichtsverteilung und wegen der Nichtlinearität der meteorologischen Höhenfunktionen in der atmosphärischen Grenzschicht.

2. Strahlen mit variabler Krümmung.

Wie an anderer Stelle nachgewiesen wurde [*17*], führt die Strahlenbrechung in der Atmosphäre (wenn man von dem Einfluß des Wasserdampfes absieht) nur bei einem vertikalen Temperaturgradienten von $-1{,}70°/100$ m oder bei einer vertikalen Änderung desselben mit der Höhe, welche den Einfluß der vertikalen Abnahme des Luftdruckes auf die Strahlkrümmung kompensiert, zu kreisbogenförmigen Strahlen,

in allen anderen Fällen ist die Abweichung mehr oder weniger groß. Insbesondere ist das in der atmosphärischen Grenzschicht dicht über der Erdoberfläche, die wir hier behandeln, der Fall. Die Anwendung der obigen Gleichungen mit Hilfe der gemessenen wirksamen Strahlkrümmung k ergibt deshalb nur Näherungswerte für den Bodenabstand der Strahlpunkte. Eine genaue Bestimmung des Bodenabstandes ist bei Strahlen mit variabler Krümmung nur möglich, wenn die Höhenfunktion der Krümmung bekannt ist. Da diese Höhenfunktion selbst gesucht ist, führt hier nur ein sukzessives Näherungsverfahren zum Ziel, das im folgenden behandelt wird.

V. Der wirksame Bodenabstand der Lichtstrahlen.

Der wirksame Bodenabstand $\tilde{z}$ eines Strahles weicht vom arithmetischen Mittelwert $\bar{z}$ ab, den z. B. für kreisbogenförmige Strahlen Gl. (31) angibt.

Das hat zwei Gründe. Erstens ist hier derselbe Einfluß wirksam, der auch die Ergebnisse von Messungen meteorologischer Elemente mit den üblichen Meßinstrumenten beeinflußt. Wenn der vertikale Gradient eines meteorologischen Elementes einer anderen als linearen Höhenfunktion folgt, tritt der arithmetische Mittelwert des Gradienten, der sich über ein bestimmtes Höhenintervall ergibt, nicht in der Mitte dieses Intervalles auf, und es muß deshalb für eine genaue Zuordnung der Gradienten zur Höhe an das Meßergebnis eine Reduktion angebracht werden, die von der Art der Höhenfunktion abhängig ist und die der Verfasser an anderer Stelle ausführlich behandelte [*18*].

Zweitens wirkt sich bei der optischen Meßmethode die charakteristische Änderung des Gewichtes aus, das den Strahlteilen mit verschiedenem Abstand vom Beobachtungsort entsprechend dem Fearnley-Integral zugeschrieben werden muß [s. Gl. (22c)].

Aus beiden Gründen ist für die genaue Herleitung des wirksamen Bodenabstandes $\tilde{z}$ eines Strahles, in welchem der optisch gemessene wirksame Wert des Gradienten de facto vorhanden ist, die Kenntnis der gesuchten Höhenfunktion der Strahlkrümmung erforderlich. Zur Überwindung dieser Schwierigkeit kann man in folgender Weise vorgehen:

1. Die Zenitdistanzmessung ergibt den wirksamen Wert der Krümmung entlang des gesuchten Lichtweges. Dieser wirksame Wert stimmt mit der Krümmung des Kreisbogens überein, der den Strahl im Beobachtungspunkt tangiert und das Ziel erreicht. Dieser Kreisbogen bietet sich als die geeignete Annäherung des gesuchten Lichtweges an, die gesuchte Höhenfunktion seiner Bogenlänge ist mit Gl. (26) und dem gemessenen wirksamen Krümmungswert k gegeben.

2. Den ersterwähnten Einfluß der Höhenfunktion der meteorologischen Elemente kann man entweder zunächst ignorieren, indem man den wirksamen Bodenabstand mit Hilfe einer linearen Höhenfunktion der Strahlkrümmung bestimmt, oder dadurch Rechnung tragen, daß man eine meteorologisch plausible Näherungsfunktion einführt.

So erhält man für jeden Strahl einen seiner Zenitdistanz entsprechenden Näherungswert $\tilde{z}_*$ des wirksamen Bodenabstandes, und dieser stimmt

um so besser mit dem wahren Wert $\tilde{z}$ überein, je höher der Strahl liegt und je geringer der Höhenunterschied H ist, denn unsere obigen Annahmen sind bei der Eigenart der meteorologischen Höhenfunktionen in der unteren Grenzschicht der Atmosphäre in größeren Bodenabständen besser erfüllt als in kleinen. Messungen mit mehreren Strahlen geben so eine erste Annäherung der gesuchten Höhenfunktion, die man zum Ausgangspunkt besserer Annäherungen machen kann.

Im folgenden werden die hierfür notwendigen Ableitungen durchgeführt. Erleichtert wird das durch unsere Kenntnisse vom Zustand der unteren Grenzschicht der Atmosphäre. Denn in Übereinstimmung mit der Turbulenztheorie werden hier Höhenfunktionen der Lufttemperatur und des Wasserdampfgehaltes beobachtet, die logarithmischen Funktionen oder Potenzfunktionen mit kleinen Exponenten entsprechen. Wir können uns deshalb im Folgenden auf diese und auf lineare Funktionen beschränken.

Wenn für die vertikalen Gradienten der Lufttemperatur und des Wasserdampfdruckes Höhenfunktionen der Form

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \alpha\, z^{\sigma_1}; \quad \frac{\partial e}{\partial z} = \varepsilon\, z^{\sigma_2} \quad \text{mit} \quad \sigma < 0$$

gültig sind, und man — was vom meteorologischen Gesichtspunkt gesehen plausibel ist — annimmt, daß gilt

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma,$$

dann ergibt sich für die relative Strahlkrümmung mit Gl. (19)

$$\varkappa = c_1 \frac{p}{1000} + \left(c_2 \frac{p}{1000}\,\alpha + c_3\,\varepsilon\right) z^{\sigma}$$

oder allgemein

$$\varkappa = m_1 + m_2\, z^{\sigma}, \; m_2 \text{ hat die Dimension } [m^{-\sigma}]. \tag{32}$$

Damit erhalten wir für die wirksame relative Strahlkrümmung mit Gl. (22b)

$$k = \frac{2}{S} \int_0^S \left(1 - \frac{s}{S}\right) [m_1 + m_2\, z\,(s)^{\sigma}]\, ds; \tag{33}$$

hierbei ist der Bodenabstand z eine Funktion der Bogenlänge s des Strahles. Nach teilweiser Durchführung der Integration erhält man

$$k = m_1 + m_2 \frac{2}{S} \int_0^S \left(1 - \frac{s}{S}\right) z\,(s)^{\sigma}\, ds, \tag{34}$$

und der Vergleich mit (32) ergibt als Gleichung für den wirksamen Bodenabstand des Strahles

$$\tilde{z}^{\sigma} = \frac{2}{S} \int_0^S \left(1 - \frac{s}{S}\right) z\,(s)^{\sigma}\, ds. \tag{35}$$

Dieses Integral ist nur lösbar, wenn die Beziehung zwischen z und s,

d. h. die Lichtstrahlform, bekannt ist. An dieser Stelle setzt deshalb die oben erwähnte Vereinfachung ein, die zu einem Näherungswert $\tilde{z}_*^\sigma$ des wirksamen Bodenabstandes führt. Wir nähern den Lichtweg durch denjenigen Kreisbogen an, der den Strahl im Beobachtungspunkt tangiert und dessen Krümmung der gemessenen wirksamen Krümmung des wahren Lichtweges entspricht. Das heißt, wir schreiben nach Gl. (26)

$$z = z_0 + a\,s^2 + b\,s$$

$$\text{mit} \quad a = \frac{1-k}{2\,r_0} \quad \text{und} \quad b = \frac{H}{S} - \frac{1-k}{2\,r_0}\,S,$$

wobei k die gemessene wirksame relative Krümmung des Strahles angibt. Für den Näherungswert des wirksamen Bodenabstandes erhalten wir so

$$\tilde{z}_*^\sigma = \frac{2}{S}\int_0^S \left(1 - \frac{s}{S}\right)(z_0 + a\,s^2 + b\,s)^\sigma\,ds, \tag{36}$$

und daraus ergibt sich je nach dem Wert des Exponenten σ, d. h. je nach der Art der Höhenfunktion von Temperatur und Wasserdampfgehalt, ein anderer Wert für $\tilde{z}_*$.

1. Lineare Höhenfunktion des Brechungsindex-Gradienten.

Als erste Annäherung kann man $\sigma = 1$ setzen und erhält so

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_0 + \lambda_1 z; \quad \frac{\partial e}{\partial z} = \left(\frac{\partial e}{\partial z}\right)_0 + \lambda_2 z,$$

wobei $\lambda_{1,2}$ irgendwelche Koeffizienten bedeuten und der Index 0 sich auf den Zustand am Beobachtungsort bezieht. Dann gilt für die relative Strahlkrümmung

$$\varkappa = c_1\,\frac{p}{1000} + c_2\,\frac{p}{1000}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_0 + c_3\left(\frac{\partial e}{\partial z}\right)_0 + \left(c_2\,\frac{p}{1000}\,\lambda_1 + c_3\,\lambda_2\right) z,$$

d. h.

$$m_1 = c_1\,\frac{p}{1000} + c_2\,\frac{p}{1000}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_0 + c_3\left(\frac{\partial e}{\partial z}\right)_0 = \varkappa_0,$$

$$m_2 = c_2\,\lambda_1 \cdot \frac{p}{1000} + c_3\,\lambda_2.$$

Die Integration von (36) ergibt dann

$$\tilde{z}_* = z_0 + \frac{1}{3}\,(z_1 - z_0) - \frac{1-k}{12\,r_0}\,S^2. \tag{37}$$

2. Potenzfunktionen nach der Höhe für den Brechungsindex-Gradienten.

Wenn gilt $\sigma \neq 1$, führt man am zweckmäßigsten den Boden- bzw. Wasserabstand z als Integrationsvariable ein. Für die Bogenlänge s und ihr Differential ds erhält man aus den Gl. (26) und (27b)

$$s = -\frac{b}{2\,a} \pm \frac{1}{\sqrt{a}}\sqrt{z - z_m}; \quad ds = \pm\frac{dz}{2\sqrt{a}\,\sqrt{z - z_m}}, \tag{38a}$$

wobei die Ordinate z_m des Parabelscheitelpunktes durch Gl. (27b)

$$z_m = z_0 + \frac{z_1 - z_0}{2} - \frac{1-k}{8\,r_0}\,S^2 - \frac{r_0}{1-k}\,\frac{(z_1-z_0)^2}{2\,S^2}$$

gegeben ist. Mit Hilfe der Ausdrücke (38a) ist die Gl. (36) umzuformen. Hierbei müssen die bereits erwähnten beiden Fälle unterschieden werden:

a) Der niedrigste Strahlpunkt liegt zwischen dem Beobachtungspunkt und dem Ziel. Das ist der Fall, wenn die Ungleichung (29b) $k < 1 - \frac{2\,r_0\,|z_1 - z_0|}{S^2}$ erfüllt ist. Der niedrigste Strahlpunkt ist dann mit dem Scheitelpunkt der Parabel identisch, die durch Gl. (26) gegeben ist, so daß seine Ordinate mit z_m übereinstimmt. Der Strahl durchquert den Höhenbereich zwischen dem tieferen Endpunkt des Strahles und dem niedrigsten Strahlpunkt zweimal, und das Integral muß deshalb in zwei Teile zerlegt werden, mit den Grenzen z_0 und z_m sowie z_m und z_1. Die Vorzeichen der Wurzeln, die in den Gl. (38a) enthalten sind, müssen so gewählt werden, daß die Bogenlänge des Strahles mit Annäherung an das Ziel wächst, d. h. im abfallenden Teil des Strahles ($dz/ds < 0$) negativ, im ansteigenden Teil ($dz/ds > 0$) positiv. Ferner ist die Integration nur dann sinnvoll, wenn z_m positiv ist, weil sonst das Ziel vom Beobachtungspunkt nicht gesehen werden kann, d. h. es muß nach Gl. (30) gelten

$$k > 1 - \frac{4\,r_0}{S^2}\left(\frac{z_0 + z_1}{2} + \sqrt{z_0\,z_1}\right).$$

Die Gl. (35) geht auf diese Weise in folgende Form über

$$\widetilde{z_*^\sigma} = q_1 \int_{z_m}^{z_1} \frac{z^\sigma}{\sqrt{z - z_m}}\,dz - q_1 \int_{z_0}^{z_m} \frac{z^\sigma}{\sqrt{z - z_m}}\,dz - q_2 \int_{z_0}^{z_1} z^\sigma\,dz. \tag{38}$$

b) Der Beobachtungspunkt oder das Ziel ist der niedrigste Strahlpunkt, d. h. $k > 1 - \frac{2\,r_0}{S_2}\,|z_1 - z_0|$. In diesem Fall liegt der Scheitelpunkt der Parabel (26) außerhalb des Strahles und seine Ordinate z_m kann positiv und negativ sein. Für den wirksamen Bodenabstand gilt die Gleichung

$$\widetilde{z_*^\sigma} = \pm\, q_1 \int_{z_0}^{z_1} \frac{z^\sigma}{\sqrt{z - z_m}}\,dz - q_2 \int_{z_0}^{z_1} z^\sigma\,dz. \tag{39}$$

Das obere Vorzeichen muß gewählt werden, wenn der Beobachtungspunkt der niedrigste Strahlpunkt ist, das untere, wenn das Ziel der niedrigste Strahlpunkt ist. Die Faktoren q_1 und q_2 sind Abkürzungen folgender Formen

$$q_1 = \frac{1}{\sqrt{a}\,S} + \frac{b}{2\,a\sqrt{a}\,S^2} = \sqrt{\frac{r_0}{1-k}}\,\frac{1}{\sqrt{2}\,S} + \sqrt{\left(\frac{r_0}{1-k}\right)^3}\,\frac{\sqrt{2}\,(z_1 - z_0)}{S^3} \qquad [\mathrm{m}^{-0{\cdot}5}] \tag{40}$$

und

$$q_2 = \frac{1}{a\,S^2} = \frac{2\,r_0}{(1-k)\,S^2}. \qquad [\mathrm{m}^{-1}] \tag{41}$$

Der Bereich der möglichen Werte des Exponenten σ ist durch die meteorologische Erfahrung stark eingeengt. In allen Fällen werden Werte beobachtet, die in der Nähe von -1 liegen (nahezu logarithmische Schichtung der Lufttemperatur und des Wasserdampfgehaltes) wobei die Tendenz besteht, daß bei vertikaler Temperaturabnahme die Absolutbeträge des Exponenten etwas größer, bei vertikaler Temperaturzunahme etwas kleiner sind als 1 (σ ist stets negativ) [*18*]. Es ist deshalb völlig ausreichend, die Integration der Gl. (38) und (39) für die drei Fälle $\sigma = -0{,}5$; -1 und $-1{,}5$ durchzuführen, so daß für Zwischenwerte des Exponenten die wirksame Höhe des Strahles interpoliert werden kann. Da der Exponent meistens zwischen $-0{,}8$ und $-1{,}2$ liegt, werden dadurch alle vorkommenden Zustände erfaßt.

Das Ergebnis der Integrationen wird in der folgenden Zusammenstellung mitgeteilt. Hierbei wird wieder zwischen den Fällen a) (niedrigster Strahlpunkt liegt zwischen dem Beobachtungspunkt und dem Ziel) und b) (niedrigster Strahlpunkt liegt am Beobachtungspunkt oder am Ziel) unterschieden:

$\sigma = -0{,}5.$

a) $k < 1 - \frac{2 r_0}{S^2} |z_1 - z_0|$,

$$\tilde{z}_*^{-0,5} = q_1 \left[\ln \left(z_1 - \frac{z_m}{2} + z_1 \sqrt{1 - \frac{z_m}{z_1}} \right) + \ln \left(z_0 - \frac{z_m}{2} + z_0 \sqrt{1 - \frac{z_m}{z_0}} \right) - 2 \ln \frac{z_m}{2} \right] - 2 q_2 \left(\sqrt{z_1} - \sqrt{z_0} \right); \tag{42}$$

b) $k > 1 - \frac{2 r_0}{S^2} |z_1 - z_0|$,

$$\tilde{z}_*^{-0,5} = \pm q_1 \left[\ln \left(z_1 - \frac{z_m}{2} + z_1 \sqrt{1 - \frac{z_m}{z_1}} \right) - \ln \left(z_0 - \frac{z_m}{2} + z_0 \sqrt{1 - \frac{z_m}{z_0}} \right) \right] - 2 q_2 \left(\sqrt{z_1} - \sqrt{z_0} \right). \tag{43}$$

$\sigma = -1{,}0.$

a) $k < 1 - \frac{2 r_0}{S^2} |z_1 - z_0|$,

$$\tilde{z}_*^{-1} = q_2 \ln \frac{z_0}{z_1} + \frac{2 q_1}{z_m} \left(\operatorname{arc\,tg} \sqrt{\frac{z_1}{z_m} - 1} + \operatorname{arc\,tg} \sqrt{\frac{z_0}{z_m} - 1} \right); \tag{44}$$

b) $k > 1 - \frac{2 r_0}{S^2} |z_1 - z_0|$.

Hier muß unterschieden werden zwischen positivem und negativem z_m:

α) $z_m > 0$, d. h. nach Gl. (30) $1 - \frac{2 r_0}{S^2} |z_1 - z_0| < k < 1 - \frac{4 r_0}{S^2} \left(\frac{z_0 + z_1}{2} - \sqrt{z_0 z_1} \right)$,

$$\tilde{z}_*^{-1} - q_2 \ln \frac{z_0}{z_1} = \left(\operatorname{arc\,tg} \sqrt{\frac{z_1}{z_m} - 1} - \operatorname{arc\,tg} \sqrt{\frac{z_0}{z_m} - 1}\right) \cdot \frac{2\,q_1}{\sqrt{z_m}}; \tag{45}$$

$\beta)$ $z_m < 0$, d. h. $k > 1 - \frac{4\,r_0}{S^2}\left(\frac{z_0 + z_1}{2} - \sqrt{z_0\,z_1}\right)$,

$$\tilde{z}_*^{-1} - q_2 \ln \frac{z_0}{z_1} = -\frac{2\,q_1}{\sqrt{-z_m}}\left(\operatorname{Ar\,Cotg} \sqrt{1 - \frac{z_1}{z_m}} - \operatorname{Ar\,Cotg} \sqrt{1 - \frac{z_0}{z_m}}\right). \tag{46}$$

$\sigma = -1{,}5$.

a) $k < 1 - \frac{2\,r_0}{S^2}$ $z_1 - z_0$,

$$\tilde{z}_*^{-1,5} = 2\,q_2\left(\frac{1}{\sqrt{z_1}} - \frac{1}{\sqrt{z_0}}\right) + \frac{2\,q_1}{z_m}\left(\sqrt{1 - \frac{z_m}{z_1}} + \sqrt{1 - \frac{z_m}{z_0}}\right); \tag{47}$$

b) $k > 1 - \frac{2\,r_0}{S^2}$ $z_1 - z_0$,

$$\tilde{z}_*^{-1,5} = 2\,q_2\left(\frac{1}{\sqrt{z_1}} - \frac{1}{\sqrt{z_0}}\right) + \frac{2\,q_1}{z_m}\left(\sqrt{1 - \frac{z_m}{z_1}} - \sqrt{1 - \frac{z_m}{z_0}}\right). \tag{48}$$

In den Gl. (43), (45), (46) und (48) ist das obere Vorzeichen zu wählen, wenn der Beobachtungspunkt (Boden- bzw. Wasserabstand z_0), das untere Vorzeichen, wenn das Ziel (Bodenabstand z_1) der niedrigste Strahlpunkt ist.

Bei der Berechnung der Größe der wirksamen Bodenabstände muß man diejenige Gleichung der betreffenden Höhenfunktion benutzen, welche sich durch Vergleich der beobachteten wirksamen Strahlkrümmung k mit den angeführten Ungleichungen ergibt. Auf diese Weise bekommt man für jede Zenitdistanz eines Strahles den dazugehörigen Näherungswert des wirksamen Bodenabstandes, wenn plausible Annahmen über die Höhenfunktion des Brechungsindex gemacht werden können. Erleichtert wird dies dadurch, daß in der atmosphärischen Grenzschicht die aktuelle Lufttemperatur, deren Gradient für die Lichtbrechung maßgeblich ist, im Gegensatz zur potentiellen Lufttemperatur stets mit großer Annäherung durch Potenzfunktionen mit höhenunabhängigen Exponenten dargestellt werden kann. Dies wird durch das gesamte vorliegende Beobachtungsmaterial bestätigt, so daß die Richtigkeit der Annahme einer einheitlichen Höhenfunktion im bodennahen Bereich, die unseren obigen Ableitungen zugrunde liegt, ausreichend belegt erscheint. Die rechnerische Auswertung der Gleichungen für den angenäherten Wasserabstand ist mit Hilfe von Funktionentafeln ohne Schwierigkeiten möglich. In den meisten Fällen kann man sich dabei auf die Gl. (44) bis (46) beschränken, weil die Schichtung der aktuellen Lufttemperatur fast stets nur sehr wenig von einer logarithmischen

Höhenfunktion abweicht. Das wurde auch durch unsere bereits erwähnten optischen Gradientmessungen in der wassernahen Luftschicht bestätigt.

Bei der Benutzung der obigen Gleichungen verfährt man am zweckmäßigsten so, daß die wirksamen Höhen des betreffenden Strahles für einige Zenitdistanzen (d. h. relative Strahlkrümmungen k) berechnet und daraus Diagramme gezeichnet werden mit der wirksamen Strahlhöhe als Ordinate und der Zenitdistanz als Abszisse (s. Abb. 3). Aus einem solchen Diagramm kann für jede beliebige Zenitdistanz die gesuchte wirksame Strahlhöhe entnommen werden.

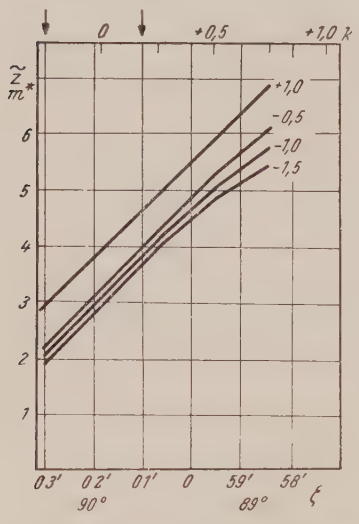


Abb. 3. Der angenäherte wirksame Wasserabstand $\tilde{z}_*$ als Funktion der Zenitdistanz ζ, bzw. der wirksamen relativen Strahlkrümmung k, berechnet für Höhenfunktionen der relativen Strahlkrümmung $\varkappa = f(z^0)$ mit den Exponenten $\sigma = +1$, $-0{,}5$, $-1{,}0$, $-1{,}5$ mit Hilfe der Gleichungen (37) und (42 — 48) für den Strahl, mit dem im Jahre 1950 von dem unteren Meßstand auf der Insel Neuwerk, Nordspitze, nach dem oberen Signal auf der Hallig Trischen, Südwestküste, beobachtet wurde ($S = 17\,339$ m, $z_0 = 3{,}18$ m, $z_1 = 17{,}23$ m). Der Bereich der beobachteten Zenitdistanzen lag zwischen den beiden kleinen senkrechten Pfeilen. Beispiel eines $\tilde{z}_*$, ζ-Diagramms.

3. Beispiele.

Den Zusammenhang zwischen der wirksamen Strahlhöhe und den anderen Variablen veranschaulichen wir an drei Beispielen, wobei es sich um Strahlen handelt, die bei den erwähnten optischen Gradientmessungen an der Nordsee verwendet wurden. Für den ersten dieser Strahlen geben wir auch das Schema der Berechnung kurz an. Er verläuft von einem Beobachtungsstand an der Nordspitze der Insel Neuwerk nach einem Signal auf der Hallig Trischen und reicht bei Überbrückung eines relativ großen Höhenunterschiedes bis in geringe Wasserabstände hinab. Die für die Rechnung erforderlichen Angaben sind: $S = 17\,339$ m, $z_0 = 3{,}18$ m und $z_1 = 17{,}23$ m (die Höhen sind vom Niveau des normalen Hochwassers — + 1,20 m NN — gemessen).

Gl. (29b) ergibt, daß für $k > 0{,}405$ der Beobachtungspunkt der niedrigste Strahlpunkt ist, und nach Gl. (30) ist z_m positiv für $-0{,}501 < k < 0{,}760$. Bei relativen wirksamen Krümmungen, die $-0{,}501$ unterschreiten, kann das Ziel also (mit kreisbogenförmigem Strahl) nicht mehr gesehen werden. Für die Berechnung des $\tilde{z}_*$ müssen deshalb folgende Gleichungen benutzt werden:

1. $\sigma = 1$. Gl. (37).

2. $\sigma = -0{,}5$ bzw. $\sigma = -1{,}5$. Für $-0{,}501 < k < 0{,}405$ Gl. (42) bzw. (47) und für $k > 0{,}405$ Gl. (43) bzw. (48).

3. $\sigma = -1$. Für $-0{,}501 < k < 0{,}405$ Gl. (44), für $0{,}405 < k < 0{,}760$ Gl. (45) und für $0{,}760 < k < 1$ Gl. (46).

Auf diese Weise ergeben sich die in der Tabelle 4 enthaltenen Werte des wirksamen Wasserabstandes (auf Dezimeter abgerundet) und die Abb. 3 zeigt das Ergebnis der Rechnung in einem Diagramm, das (abgesehen von dem Maßstab) den in der Praxis benutzten entspricht.

Tabelle 4. *Angenäherte wirksame Wasserabstände $\tilde{z}_*$ eines Strahles mit $S = 17339$ m, $z_0 = 3{,}18$ m und $z_1 = 17{,}23$ m für verschiedene Exponenten σ der Höhenfunktion* $\frac{\partial n}{\partial z} = f(z^\sigma)$.

Relative Strahlkrümmung k	Zenitdistanz ζ	Wirksamer Wasserabstand $\tilde{z}_*$			
		$\sigma =$			
		$-1{,}5$	$-1{,}0$	$-0{,}5$	$+1{,}0$
$-0{,}15$	90° 02′ 35″	2,3 m	2,4 m	2,6 m	3,4 m
0,00	90° 01′ 53″	3,0	3,1	3,2	4,0
$+0{,}50$	89° 59′ 33″	4,8	5,0	5,2	5,9

Tabelle und Diagramm lassen erkennen, wie groß die Änderung der Wasserabstände der Strahlen mit wechselnden Refraktionsverhältnissen ist. Ferner zeigt sich, daß die Annahme einer linearen Höhenfunktion in diesem Fall beträchtlich zu große Wasserabstände ergibt. Die Verschiedenheit des Wasserabstandes für Potenzfunktionen mit wechselnden Exponenten hält sich in erträglichen Grenzen, insbesondere, wenn man berücksichtigt, daß die Exponenten $-0{,}5$ und $-1{,}5$ Extremwerte sind, die nicht erreicht werden.

Tabelle 5. *Angenäherte wirksame Wasserabstände $\tilde{z}_*$ eines Strahles mit $S = 10352$ m und a) $z_0 = 9{,}35$, $z_1 = 11{,}53$ m, b) $z_0 = 8{,}15$ m und $z_1 = 10{,}33$ m für verschiedene Funktionen* $\frac{\partial n}{\partial z} = f(z^\sigma)$.

Relative Strahlkrümmung k	Zenitdistanz ζ	Wirksamer Wasserabstand $\tilde{z}_*$			
		a) Mittelwasser		b) Hochwasser	
		$\sigma =$			
		-1	$+1$	-1	$+1$
$-0{,}5$	90° 03′ 28″	8,0 m	8,0 m	6,5 m	6,8 m
0,0	90° 02′ 4″	8,7	8,7	7,4	7,5
$+0{,}5$	90° 00′ 40″	9,4	9,4	8,2	8,2

Die Tabelle 5 zeigt das Ergebnis der Rechnung für einen relativ hochgelegenen Strahl über einen kleinen Höhenunterschied. Die Strahllänge beträgt 10352 m, die Höhen des Beobachtungsstandes und des Zieles sind auf zwei verschiedenen Niveaus bezogen, die wegen des Gezeitenhubs im Beobachtungsgebiet beide von Bedeutung sind, nämlich

auf Mittelwasser ($z_0 = 9{,}35$ m und $z_1 = 11{,}53$ m) und auf mittleres Hochwasser ($z_0 = 8{,}15$ und $z_2 = 10{,}33$ m). Im ersten Fall ändern die verschiedenen Annahmen über die Höhenfunktionen des Brechungsindex die berechneten wirksamen Strahlhöhen nicht innerhalb der Abrundungsgrenze von einem Dezimeter, so daß wir das Ergebnis nur für $\sigma = +1$ und $\sigma = -1$ wiedergeben. Im zweiten Fall macht sich wegen der niedrigeren Strahlhöhe dieser Unterschied um so stärker bemerkbar, je mehr der Strahl nach unten durchgebogen ist.

Tabelle 6. *Angenäherte wirksame Wasserabstände $\tilde{z}_*$ eines Strahles mit $S = 17\,468$ m, $z_0 = 8{,}00$ m, $z_1 = 22{,}55$ m für verschiedene Höhenfunktionen* $\frac{\partial n}{\partial z} = f(z^\sigma)$.

Relative Strahlkrümmung k	Zenitdistanz ζ			Wirksamer Wasserabstand $\tilde{z}_*$			
				$\sigma =$			
				$-1{,}5$	$-1{,}0$	$-0{,}5$	$+1{,}0$
$-0{,}5$	90°	04′	11″	6,2 m	6,3 m	6,6 m	6,9 m
0,0	90°	01′	50″	8,4	8,4	8,6	8,9
$+0{,}5$	89°	59′	28″	10,3	10,4	10,5	10,9

Die Tabelle 6 gibt das Rechenergebnis für einen ebenfalls recht hoch gelegenen Strahl wieder, der einen beträchtlichen Höhenunterschied durchquert. Seine äußeren Daten sind $S = 17\,468$ m, $z_0 = 8{,}00$ m und $z_1 = 22{,}65$ m. Die Benutzung der Gl. (37) würde hier wesentlich zu große wirksame Höhen ergeben. Die Abweichungen zwischen den Höhenfunktionen mit negativen Exponenten sind dagegen auch bei diesem Strahl im Bereich der tatsächlich vorkommenden Werte von σ so klein, daß man sich auf den Fall $\sigma = -1$ beschränken kann.

VI. Bestimmung der Höhenfunktion des Gradienten und die Genauigkeit der optischen Gradientmeßmethode.

Die oben abgeleiteten Gleichungen geben Näherungswerte der wirksamen Strahlhöhen. Deren Übereinstimmung mit der Wirklichkeit kann dadurch geprüft werden, daß man den Verlauf der Lichtstrahlen mit Hilfe der optisch gemessenen Höhenfunktion des Brechungsindex und des Refraktionswinkels nach einem sukzessiven Verfahren berechnet, auf das an anderer Stelle eingegangen wird. Eine derartige Auswertung der optischen Gradientmessungen an der Nordsee ergab, daß die Fehler der angenäherten wirksamen Wasserabstände selten einen Dezimeter überschritten. Diese befriedigende Übereinstimmung kommt dadurch zustande, daß die Näherungskreisbögen sich dem Teil der Strahlen gut anschmiegen, der in der Nähe des Beobachtungspunktes liegt und deshalb mit großem Gewicht in den Refraktionswinkel eingeht.

Die Bestimmung der gesuchten Höhenfunktion des Brechungsindexgradienten usw. geschieht durch Messung nach Zielen verschiedener Höhe

(möglichst nach „Mehrfachzielen" mit mehreren Zielmarken senkrecht übereinander) und von verschieden hohen Beobachtungsständen aus. Bei den Messungen an der Nordsee wurden von fünf Beobachtungsständen aus 28 Strahlen beobachtet, deren Wasserabstände einen Höhenbereich von 1 bis 20 m überdeckten.

Die wirksamen Wasserabstände werden zunächst mit Hilfe der erwähnten Diagramme (s. Abb. 3) für $\sigma = -1$ ermittelt. Falls sich so wider Erwarten eine Höhenfunktion mit anderem Exponenten ergibt, kann man mit Hilfe der Gl. (42) bis (48) die genäherten Wasserabstände sukzessiv der tatsächlichen Schichtung anpassen, wozu unserer Erfahrung nach *ein* weiterer Schritt in der Rechnung ausreicht.

Bei Strahlen nach hochgelegenen Zielen kann der Fall eintreten, daß ihr oberer Teil außerhalb der Temperaturgrenzschicht der Atmosphäre („Unterschicht") mit einheitlicher Höhenfunktion des Temperaturgradienten verläuft. Nach den Untersuchungen des Verfassers [*18*] variiert die Dicke dieser Schicht und kann über dem Festland bis zu 40 m erreichen. Die Variation geht — abgesehen vom Einfluß des Windes — mit dem Temperaturunterschied zwischen der Erdoberfläche und der Luft parallel. Durch den teilweisen Verlauf der Strahlen außerhalb der Unterschicht werden auch ihre wirksamen Bodenabstände beeinflußt; in diesem Höhenbereich ist aber die vertikale Änderung der Gradienten so gering, daß eine solche Komplikation keine praktische Bedeutung hat.

Tabelle 7. *Der Einfluß einer Zenitdistanzänderung $\Delta\zeta$ auf die relative Strahlkrümmung k und die optisch gemessenen vertikalen Gradienten der Lufttemperatur $(\partial T/\partial z)$ und des Wasserdampfdruckes $(\partial e/\partial z)$ für verschieden lange Strahlen. $\Delta\zeta$ ist in Bogensekunden gemessen.*

Strahllänge km	Δk	$\Delta\,\partial T/\partial z$ °C/100 m	$\Delta\,\partial e/\partial z$ m/bm
5	$-0{,}012\ \Delta\zeta$	$-0{,}20\ \Delta\zeta$	$-0{,}044\ \Delta\zeta$
10	$-0{,}006\ \Delta\zeta$	$-0{,}10\ \Delta\zeta$	$-0{,}022\ \Delta\zeta$
15	$-0{,}003\ \Delta\zeta$	$-0{,}05\ \Delta\zeta$	$-0{,}011\ \Delta\zeta$

Die Genauigkeit der optischen Gradientmessung ist stark von der Strahllänge S abhängig. Ein in Bogensekunden gemessener Fehler $\Delta\zeta$ der Zenitdistanz entspricht folgendem Fehler Δk der wirksamen relativen Strahlkrümmung

$$\Delta k = -\frac{62}{S}\,\Delta\zeta; \qquad (49)$$

wobei S in m gemessen ist. Daraus ergeben sich die in der Tabelle 7 zusammengestellten Fehler der Strahlkrümmung, des vertikalen Temperatur- und Wasserdampfgradienten für Strahlen verschiedener Länge. Bei Benutzung geeigneter Winkelmeßinstrumente und Zielmarken (s. unten) kann man mit einer Ungenauigkeit der Zenitdistanz von der

Größenordnung weniger Bogensekunden rechnen. Deshalb sind bei Untersuchungen außerhalb der untersten Meter Strahlen von mindestens 10 km Länge erforderlich, um eine ausreichend hohe Genauigkeit der gemessenen Linienmittelwerte zu garantieren. Natürlich müssen die Strahlen bei Austauschuntersuchungen über einer Erdoberfläche mit homogenen Verhältnissen verlaufen.

Nach den zahlreich vorliegenden Beobachtungserfahrungen lassen sich Strahlen von dieser und wesentlich größerer Länge auch in den unteren Dekametern der Atmosphäre sowohl über dem Festlande als auch über der See bei geeigneten Sichtverhältnissen mit großer Genauigkeit beobachten. Konvektions- und turbulenzbedingte Strahlfluktuationen beeinträchtigen die Meßgenauigkeit wesentlich weniger als man theoretisch erwarten möchte, denn es ist eine alte geodätische Erfahrung, die bei unseren Messungen stets bestätigt wurde, daß ein geübter Beobachter bei Strahlschwankungen einen mittleren Wert der Strahllage einstellt, der sehr gut mit dem ausgeglichenen Linienmittelwert der Schichtung übereinstimmt. Diese Tatsache ist durch den Vergleich unmittelbar nacheinander gewonnener Beobachtungen leicht exakt nachweisbar. Die bereits zitierten Bedenken H. Neubergers gegen die Anwendbarkeit unserer Methode [*4*] werden daher durch die Beobachtungstatsachen entkräftet.

Eine wesentliche Vorbedingung für die Ableitung ausreichend genauer *Absolut*werte der Gradienten (die zeitlichen Schwankungen sind natürlich ohne weiteres gegeben) ist die exakte Bestimmung der Entfernung S und des Höhenunterschiedes H zwischen der Fernrohrachse und der Mitte der Zielmarke. Die beiden folgenden Gleichungen zeigen

$$\Delta k = -\frac{2\,r_0}{S^2}\,\Delta H, \tag{50a}$$

$$\Delta k = \left(\frac{4\,r_0\,H}{S^3} - \frac{2\,r_0\,\operatorname{ctg}\zeta}{S^2}\right)\Delta S, \tag{50b}$$

daß der Einfluß der Fehler dieser Größen auf den Absolutwert der Strahlkrümmung k sehr stark mit der Zielentfernung abnimmt. Eine Entfernungsbestimmung der erforderlichen Genauigkeit ist ohne Schwierigkeit möglich. Für die Höhenbestimmung aber ist die Durchführung eines Präzisionsnivellements zwischen den Beobachtungsständen und den Zielen, bzw. ihr Anschluß an bereits einnivellierte Höhenpunkte unentbehrlich.

VII. Die praktische Durchführung optischer Gradientmessungen.

1. Beobachtungsstände, Zielmarken und Strahlungsschutz.

Die Winkelmeßinstrumente, die bei der optischen Gradientmessung benötigt werden (Universale oder Theodolite, s. unten) müssen sehr stabil aufgestellt werden. Es ist deshalb nicht möglich, vom Stativ aus zu beobachten. Bei den Hochgebirgsmessungen des Verfassers [*1*, *3*] wurden durchweg Steinpfeiler verwendet. Bei den Nordseemessungen

standen entweder Beton- oder Steinbrüstungen von Molen und Türmen zur Verfügung oder es wurden Beobachtungsstände aus mit Erde gefüllten Pegelrohren bzw. Beobachtungsgerüste aus Holz errichtet. Bei höheren Beobachtungsgerüsten, die 1950 auf der Insel Neuwerk, 1951 auf dem Sand Scharhörn verwendet wurden, wurde von der in der Geodäsie üblichen Bauweise getrennter, aber sich durchdringender Gerüste für die Beobachterplattform und den Instrumentenpfeiler Gebrauch gemacht, bei der sich die Bewegungen des Beobachters nicht auf das Meßinstrument übertragen. Am geeignetsten erscheinen gemauerte oder betonierte Beobachtungstürme.

Die Oberflächen der Beobachtungspfeiler wurden mit Holzplatten und darauf geschraubten Metallplatten versehen, mit denen die Instrumente durch verstellbare Metallschieber und Flügelschrauben fest verbunden werden konnten. Nur diese Aufstellung ermöglicht ungestörte Messungen auch bei höheren Windgeschwindigkeiten, deren Erfassung oft besonders interessiert.

Als Ziele kann man punktförmige Lichtquellen oder Scheiben aus geeignetem Material (Holzbretter mit Zwischenräumen zur Verminderung des Winddruckes) benutzen. Lichtquellen sind deshalb zweckmäßig, weil ihre Bilder durch eine Änderung der Sichtverhältnisse weniger beeinflußt werden als diejenigen von Marken und weil sie auch in der Nacht anmeßbar sind. Ihr Nachteil liegt in dem größeren materiellen und finanziellen Aufwand und der Notwendigkeit laufender Pflege. Aus diesem Grunde wurde bei den Hochgebirgsbeobachtungen nur für drei Nächte von einem Lokomotivscheinwerfer als Lichtquelle Gebrauch gemacht, der sich über eine Entfernung von 20 km gut bewährte. Sonst wurde nach Marken visiert, und es stellte sich heraus, daß eine Markengröße von 12mal 12 Bogensekunden Winkelausdehnung gut anmeßbar ist. Es war nicht sicher, ob diese Erfahrung auch auf Messungen innerhalb der unteren Dekameter der Atmosphäre übertragen werden könnten, weil die Strahlschwankungen hier größer und die Sichtverhältnisse oft schlechter sind als im Gebirge. Während der Nordseemessungen, die rund 17000 Beobachtungen umfaßten, zeigte es sich, daß die Sichtbarkeit solcher Marken auch dann ausreicht, wenn die Lichtstrahlen dicht über der Erdoberfläche verlaufen. Bei systematischen Versuchen mit kleinen Marken verschiedener Form und Größe, die in 500 m Entfernung aufgestellt wurden, stellte es sich heraus, daß die günstigste Markenform ein Quadrat ist mit einer Kantenlänge, die in Bogenmaß etwa einem Drittel des Abstandes der beiden Horizontalfäden im Fernrohr des Meßinstrumentes entspricht, zwischen denen man das Zielbild symmetrisch einzustellen pflegt, um die Zenitdistanz der Zielmitte zu messen. Bei dem von uns benutzten Instrumententyp (Theodolit „Th 40“) waren das 12 bis 15 Bogensekunden. Wenn die Zielmarken kleiner sind als die hier angegebene Größe, ist der Kontrast mit dem Hintergrund nicht ausreichend, bei größeren ist die Feststellung der symmetrischen Lage zwischen den Horizontalfäden des Fernrohrs schwieriger, und wenn die Entfernung zwischen diesen Fäden und den horizontalen Kanten der Zielmarken zu gering ist, treten störende

physiologische und psychologische Effekte (Kontrastwirkungen) auf[1]. Es sei vermerkt, daß sich eine Quadratform der Marken auch deshalb empfiehlt, weil dann eine Verformung der Zielbilder durch Strahlenbrechung (Verlängern der vertikalen Ausdehnung bei vertikaler Temperaturabnahme, Schrumpfen der vertikalen Ausdehnung bei vertikaler Temperaturzunahme) eindeutiger zu erkennen ist.

Für die Ausführung der Zielmarken ist es wesentlich, daß bei allen Beleuchtungsverhältnissen die Markenmitte mit Sicherheit im Fernrohr eingestellt werden kann. Da die Zielbilder mit schlechterwerdender Sicht nach der Mitte schwinden, ist es ratsam, die Beobachtung durch Einstellung der symmetrischen Lage des Zieles zwischen den Horizontalfäden vorzunehmen, und eine Messung durch „Herangehen" mit einem Beobachtungsfaden an die Ober- oder Unterkante des Zieles zu vermeiden. Bei letzterer Methode werden leicht Änderungen der Zenitdistanz des Zieles durch Beleuchtungs- und Sichtschwankungen vorgetäuscht. Das Zielbild muß sich deshalb auch möglichst als symmetrische Marke frei gegen den Hintergrund abheben; es erscheint unzweckmäßig, die Kanten von irgendwelchen Objekten (Türmen usw.) als Ziel zu benutzen.

Die Zielmarken müssen sorgfältig horizontiert werden, weil nur Flächen mit horizontalen Kanten genau genug anvisiert werden können. Wesentlich ist ferner, daß die Zielmarken senkrecht zu den Meßstrahlen stehen. Für Ziele, die von mehreren Richtungen aus angemessen werden, erwiesen sich Plattenkreuze, die sich durchdringen, bzw. quadratisch erscheinende Zylinder aus Holzbrettern als zweckmäßig.

Unentbehrlich für die optische Gradientmessung ist ein ausreichender Strahlungsschutz der Winkelmeßinstrumente gegen die Sonnenstrahlung und möglichst auch die diffuse Himmelsstrahlung. Der empfindlichste Bestandteil des Instrumentes ist die Höhenlibelle, deren richtiges Funktionieren entscheidend ist für die Meßgenauigkeit; und diese Libelle reagiert sehr stark auf Strahlung. Aber auch die übrigen Teile des Instrumentes müssen gegen Bestrahlung geschützt werden. Vom Verfasser wurden hierfür die Beobachtungsschirme benutzt, die bei geodätischen Messungen im Gelände üblich sind. Es zeigte sich aber, daß die Genauigkeit der Messungen durch einen zusätzlichen Strahlungsschutz, der am Instrument über der Höhenlibelle anzubringen wäre, verbessert werden könnte.

2. Instrumente, Durchführung der Messungen.

An das Instrument, mit dem die Zenitdistanzen gemessen werden sollen, müssen mehrere Forderungen gestellt werden.

1. Höhenkreis, Höhenlibelle und Fernrohrgüte müssen eine Meßgenauigkeit von der Größenordnung weniger Bogensekunden ermöglichen,

[1] Die Anfertigung der Zielmarken erfolgt also in der Art, daß alle Marken, unabhängig von der Entfernung, die gleiche Bildgröße im Fernrohr ergeben. Die notwendigen Maße der Marken ergeben sich aus der Regel, daß eine Bogensekunde auf E km Entfernung einer Länge von $0{,}485 \cdot E$ Zentimetern entspricht.

d. h. es kommen nur Universalinstrumente, bzw. Theodolite von maximaler Präzision in Betracht.

2. Das Instrument muß mit einer Einrichtung zur optischen Mittelbildung versehen sein, so daß in schneller Folge Zenitdistanzen nach verschiedenen Zielen gemessen werden können.

3. Bei länger dauernden Untersuchungen ist eine möglichst feldgerechte Abkapselung aller Instrumententeile notwendig.

Diese drei Forderungen widersprechen sich zum Teil gegenseitig. Wenn auf schnelles Arbeitstempo Wert gelegt wird, ist als Höhenlibelle eine Koinzidenzlibelle zweckmäßig, und die Verwendung der sehr genauen Universalinstrumente klassischer Bauart wegen ihrer umständlichen Handhabung nicht zu empfehlen. Als besonders geeignete Geräte für die optische Gradientmessung müssen deshalb die Theodolite von Zeiß und Wild angesehen werden (Zeiß II und Wild III u. IV).

Während bei den Hochgebirgsmessungen des Verfassers noch von Instrumenten des erwähnten klassischen Typs Gebrauch gemacht wurde, waren wir bei den Nordseemessungen auf die bereits erwähnten Theodolite Th 40 angewiesen. Diese Instrumente erfüllen zwar die Forderung nach schneller Handhabung und Feldbrauchbarkeit gut, lassen aber Wünsche in Bezug auf die Qualität des Höhenkreises und der Höhenlibelle offen. Da große Sorgfalt auf die Kontrolle der Meßgenauigkeit durch Doppelsätze verwandt wurde (zweifache Durchführung jeder Messung und Verwendung der Mittelwerte aus zwei Sätzen als Ausgangsmaterial), konnten aber auch mit diesen Instrumenten befriedigende Ergebnisse erzielt werden.

Einen gewissen Einblick in die Zuverlässigkeit einer Beobachtung gibt neben den Differenzen von Doppelsätzen auch die geschätzte „Bildgüte", die – nach einem willkürlichen Maßstab geschätzt, wobei wir die Stufen 1 („sehr gut") bis 6 („sehr schlecht") benutzten — den Eindruck des Beobachters von der Sichtbarkeit und Bewegung des Zieles und damit von der Zuverlässigkeit der Visierung angibt. Die Schätzung der Bildgüte jeder Zielung wurde deshalb stets in das Beobachtungsprogramm mit aufgenommen. Nähere Einzelheiten über die Durchführung optischer Gradientmessungen in der bodennahen Luftschicht werden in der Veröffentlichung der Nordseebeobachtungen mitgeteilt, die an anderer Stelle erfolgt.

Literaturverzeichnis.

1. Brocks, K.: Vertikaler Temperaturgradient und terrestrische Refraktion, insbesondere im Hochgebirge. Veröff. d. Meteorol. Inst. d. Univ. Berlin **III**, 4 (1939).
2. — Eine Methode zur Beobachtung des vertikalen Dichte- und Temperaturgefälles in den bodenfernen Atmosphärenschichten. Meteorol. Z. **57**, 19—26 (1940).
3. — Lokale Unterschiede und zeitliche Schwankungen der Luftdichteschichtung in der Gebirgsatmosphäre. Meteorol. Z. **57**, 62—73 (1940).
4. Neuberger, H.: General meteorological optics. Compendium of Meteorology, S. 66, Boston, 1951.
5. Lorenz, L.: Ann. Phys. Leipzig **11**, 70 (1880).

6. Phys. Techn. Reichsanst., Tätigkeitsber. Phys. Z. **35**, 217—248 (1934).
7. Barell, H. und C. E. Sears, jr.: The refraction and dispersion of air for the visible spectrum. Phil. Transact. Royal Soc. London A, **238**, 1—64 (1939).
8. Brunt, D.: The index of refraction of damp air and optical determination of the lapse rate. Quarterly Journ. Roy. Met. Soc. **55**, 335—339 (1929).
9. Fleagle, R. G.: The optical measurement of lapse rate. Bull. Amer. Met. Soc. **31**, 51—55 (1950).
10. Freiesleben, H. C.: Die Strahlungsbrechung in geringer Höhe über Wasserflächen. Deutsche Hydrogr. Z. **4**, 29—44 (1951).
11. Brocks, K. und H. C. Freiesleben: Bemerkungen zu H. C. Freiesleben, Die Strahlenbrechung in geringer Höhe über Wasserflächen; Stellungnahme dazu. Deutsche Hydrogr. Z. **4**, 121—123 (1951).
12. Freiesleben, H. C. und G. Prüfer: Kimmtiefenbeobachtungen 1933 bis 1938. Abhandl. d. Meteor. und Hydrol. Dienstes d. DDR., Nr. 10, **II**, 1952.
13. Sommerfeld, A.: Optik, 1950, S. 348.
14. Fearnley, C.: Zur Theorie der terrestrischen Refraktion. Berichte der permanenten Kommission der europäischen Gradmessung. 1883, Annex.
15. Jordan-Eggert: Handbuch der Vermessungskunde II, 1933.
16. Eckart, G. und H. Plendl: Die Ausbildung der ultrakurzen Radiowellen. Erg. d. ex. Naturw. **XII**, 325—366 (1938).
17. Brocks, K.: Die terrestrische Refraktion in polytropen Atmosphären. Deutsche Hydrogr. Z. **II**, 199—211 (1949).
18. — Über den täglichen und jährlichen Gang der Höhenfunktion der Temperatur in den untersten 300 m der Atmosphäre und ihren Zusammenhang mit der Konvektion. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 5, 1948.

551.555

(Aerologisches Observatorium, Beograd.)

Über einige Einflüsse orographischer Hindernisse auf die Luftbewegung.

Von

M. Čadež.

Mit 5 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Die Entwicklung des Wetters wird von verschiedenartigen orographischen Hindernissen wesentlich beeinflußt. Diesen Hindernissen haben gewisse charakteristische Winde, wie der Föhn und die Bora, ihre Entstehung zu verdanken, oder aber es entwickeln sich an verschiedenen Stellen regelrechte Kaltluftseen. Die Geländehindernisse verursachen oft eine Anhäufung oder Beschleunigung der Luft, was einen entscheidenden Einfluß auf die Wetterentwicklung haben kann.

Aufgabe dieser Abhandlung ist es, auf einige Vorgänge aufmerksam zu machen, die mit der Strömung der Luft über orographische Hindernisse in Zusammenhang stehen.

Summary. Development of weather is essentially influenced by various orographic obstacles. Certain characteristic winds, as foehn and bora, originate from such obstacles. In other cases, real lakes of cold air are formed. Natural obstacles frequently cause accumulation or acceleration of air whereby a decisive influence may be exerted on the development of weather. It is the aim of this paper to draw attention to some processes associated with air currents over orographic obstacles.

Résumé. Les obstacles orographiques les plus variés peuvent exercer une influence sur l'allure du temps et c'est à eux que certains vents caractéristiques tels que le foehn et la bora doivent leur existence; d'autres permettent la formation de lacs d'air froid. Les obstacles naturels produisant souvent une accumulation d'air ou une accélération de vent ont de ce fait une répercussion sur l'évolution du temps. L'objet de cette étude est d'attirer l'attention sur quelques phénomènes en relation avec l'écoulement de l'air au-dessus d'obstacles orographiques.

1. Kaltluftseen.

a) Allgemeines.

Im Verlaufe klarer Nächte kühlt sich die Luft infolge der Berührung mit dem Erdboden ab. Wo die Erdoberfläche nicht vollkommen eben

ist, entstehen Strömungen der abgekühlten Luft, mit der sich die am tiefsten gelegenen Teile der Erdoberfläche ausfüllen. In Tälern und Kesseln bilden sich ganze Seen kalter Luft, die besonders im Winter auch mehrere Tage hindurch erhalten bleiben können und eine mehr oder minder scharf ausgeprägte Grenzfläche gegen die obere relativ warme Luft aufweisen [*1*].

Wenn sich die obere relativ warme Luft im Zustand der Ruhe befindet, liegt die erwähnte Grenzfläche horizontal; wenn sich jedoch die warme Luft in Bewegung befindet, ist die Grenzfläche geneigt [*2, 3*]. Die Neigung dieser Grenzfläche zur horizontalen Fläche ist durch die bekannte Gleichung für die Neigung von Grenzflächen bestimmt [*4*]. Der vertikale Schnitt der Grenzfläche bildet mit seiner Horizontalprojektion in der Richtung n den Winkel α, den wir aus folgender Gleichung erhalten

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{dz}{dn} = \left(\frac{\partial p}{\partial n} - \frac{\partial p'}{\partial n}\right) \Big/ \left(\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z}\right), \tag{1}$$

($-\frac{\partial p}{\partial n}$, $-\frac{\partial p}{\partial n}$ sind die horizontalen Komponenten des Luftdruckgradienten in der kalten bzw. warmen Luft unmittelbar unter bzw. über der Grenzfläche in der Richtung n, $-\frac{\partial p'}{\partial z}$, $-\frac{\partial p}{\partial z}$ die vertikalen Komponenten des Luftdruckgradienten an derselben Stelle in der kalten bzw. warmen Luft).

Wenn wir berücksichtigen, daß nach der Grundgleichung der Statik und der Zustandsgleichung

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{g\,p}{R\,T_v} \text{ und } \frac{\partial p'}{\partial z} = -\frac{g\,p}{R\,T_v'}$$

ist (T_v' und T_v = virtuelle Temperatur der kalten bzw. warmen Luft. g = Erdbeschleunigung), so bekommen wir für (1)

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{R\,T_v\,T_v'}{g\,p\,(T_v - T_v')}\left(\frac{\partial p}{\partial n} - \frac{\partial p'}{\partial n}\right) \tag{2}$$

In unserem Falle können wir voraussetzen, daß die Luft eines nächtlichen Kaltluftsees im Zustand der Ruhe ist und daß demzufolge in jeder Richtung immer

$$\frac{\partial p'}{\partial n} = 0 \tag{3}$$

ist.

Aus (2) und (3) sehen wir, daß die Neigung der oberen Grenzfläche des Kaltluftsees in Richtung des horizontalen Luftdruckgradienten am größten ist und daß *das Niveau des Kaltluftsees dort am höchsten liegt, wo der Druck am niedrigsten ist.*

Wie groß die Neigung der Grenzfläche des Luftsees sein kann, sehen wir aus folgendem Beispiel:

Bei $T_v' = 273°$ abs., $T_v = 283°$ abs., $p = 1000$ mb $= 10^5\,\mathrm{kg\,m^{-1}\,sec^{-2}}$, $\frac{\partial p'}{\partial n} = 0$ und $\frac{\partial p}{\partial n} = 2\,\mathrm{mb/100\,km} = 2 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{kg\,m^{-2}\,sec^{-2}}$ ist $\operatorname{tg}\alpha = 4{,}52 \cdot 10^{-3}$. Die Obergrenze der kalten Luft steigt bei diesem Beispiel in

der Richtung der größten Neigung auf je 1000 m bzw. 10 km um 4,52 m bzw. 45,2 m an.

Eine solche Kaltluft ist in *dynamischer Hinsicht vollkommen passiv* und die Tatsache, daß die Grenzfläche der Kaltluft gerade an der Stelle am höchsten liegt, wo der Druck am niedrigsten ist, können wir mit Folgendem vergleichen:

Nehmen wir ein mit Wasser gefülltes Gefäß, in das wir eine nach beiden Seiten offene Röhre stellen. Wenn wir den Luftdruck in der Röhre verkleinern oder vergrößern, und zwar beispielsweise durch Ansaugen oder durch Hineinblasen die Luft in der Röhre verdünnen bzw. verdichten, so hebt bzw. senkt sich die Wasseroberfläche in der Röhre.

Aus diesem Beispiel sehen wir, daß die Wasseroberfläche an jener Stelle (in der Röhre) höher (tiefer) liegt, wo der Druck auf das Wasser geringer (größer) ist. Ähnlich liegt auch in der Atmosphäre die obere Grenze des kalten Luftsees an der Stelle höher, wo der Druck in der oberen warmen Luft kleiner ist. Wir können sagen, daß *die Barometerdepression die untere kalte Luft einsaugt, und daß der hohe Druck die kalte Luft verdrängt.*

Kaltluftseen bilden sich nicht nur in kleineren Tälern und Kesseln; sie entstehen auch in weitesten Gebieten, z. B. im Winter über dem gesamten eurasischen Kontinent, oder beispielsweise über der Pannonischen Tiefebene. Als Beispiel führen wir die Entstehung und Erhaltung eines solchen Kaltluftsees in der Pannonischen Tiefebene in der Zeit vom 20. bis zum 25. Dezember 1951 an.

Kaltluftseen bilden sich nicht nur als Folge der nächtlichen Ausstrahlung, sondern sie können auch als Folge der Advektion kalter Luft oder als Folge einer Abkühlung der Luft durch Schmelzen der Schneedecke, durch Schneefall, durch starke Niederschläge oder ähnliches hervorgerufen werden. In solchen Fällen ist aber die Bedingung (3) oft nicht erfüllt und dann ist die kalte Luft nicht im Zustand der Ruhe.

b) Grenze der Konvergenz und Divergenz.

Wenn die Grenzfläche der stationären strahlungsbedingten Kaltluftseen geneigt ist, wenn, mit anderen Worten, oberhalb der kalten Luft (in der Richtung der größten Neigung) ein horizontaler Luftdruckgradient besteht, dann wehen in der warmen Luft oberhalb der kalten Luft, die sich in relativer Ruhe befindet, geostrophische Winde — normal zum Gradienten. Sogar unmittelbar oberhalb der Grenzfläche selbst wehen infolge der sehr geringen Reibung horizontale Winde annäherungsweise normal zum Gradienten, d. h. normal zur Richtung der größten Neigung der Grenzfläche der kalten Luft (Abb. 1). Am Boden außerhalb des Sees, strömt unter der Wirkung der Gradientkraft, der Corioliskraft und der äußeren Reibungskräfte im Sinne des Buys-Ballotschen Gesetzes die Luft zum Gebiet des niedrigeren Luftdrucks. Der Ablenkungswinkel, d. h. der Winkel, den der Geschwindigkeitsvektor mit dem Vektor des horizontalen Luftdruckgradienten bildet, ist um so kleiner, je größer die

äußere Reibung ist, und je kleiner dieser Winkel ist, desto mehr Luft strömt im Sinne der Abb. 1 zu jenem Gebiet des Kaltluftsees, wo dessen obere Grenze am niedrigsten liegt. An der unteren Grenzlinie des ruhigen Kaltluftsees auf der Erdoberfläche und in ihrer Umgebung treten infolgedessen mehr oder weniger starke konvergente Strömungen auf, weswegen wir diesen Teil auch *Grenze der Konvergenz* nennen können.

Wie groß der Lufttransport über die Grenze der Konvergenz hinaus auf das Gebiet des Kaltluftsees sein kann, ist nicht schwer abzuschätzen: Nehmen wir an, daß in einem Gebiet, wo in der Höhe geostrophische Winde wehen, außerhalb des Kaltluftsees vor der Grenze der Konvergenz der Wind oberhalb des Punktes A sich mit der Höhe entsprechend der EKMAN-Spirale ändert. Im DESCARTESschen Rechtssystem mit der x-Achse

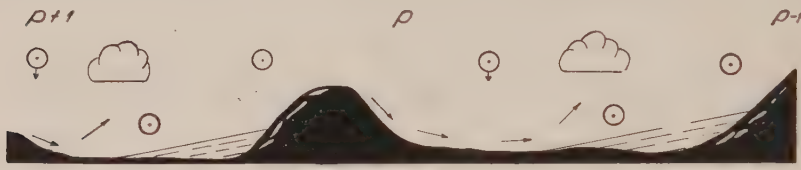


Abb. 1. Die Kaltluftseen in den Tälern mit geneigten Grenzflächen. (Die Windkomponente normal zur Bildfläche nach außen ist durch einen Kreis mit Punkt dargestellt.)

in der Richtung der Isobaren und damit auch in der Richtung der oberen geostrophischen Winde und mit der y-Achse in Richtung zum Kaltluftsee wäre die (horizontale) Komponente des Windes in der Höhe z oberhalb des Punktes A in der y-Richtung, demzufolge

$$u_y = u_g \, e^{-\frac{\pi z}{z_t}} \sin \frac{\pi z}{z_t}$$

(u_g = die Geschwindigkeit der oberen geostrophischen Winde, e = die Basis der natürlichen Logarithmen, z_t = die Reibungshöhe) [5].

Der Haupttransport der Luft zum Kaltluftsee hin erfolgt in dem Raum vom Erdboden bis zur Reibungshöhe z_t. Durch jedes vertikale Rechteck mit der Basis 1 und der Höhe z_t, das zum horizontalen Luftdruckgradienten normal liegt, strömt demzufolge in jeder Zeiteinheit zum Kaltluftsee hin

$$\frac{dm}{dt} = \int_0^{z_t} \varrho \, u_g \, e^{-\frac{\pi z}{z_t}} \sin \frac{\pi z}{z_t} \, dz = \frac{\varrho \, u_g \, z_t}{2 \, \pi} \, (1 - e^{-\pi})$$

Luft ab. Unter der Bedingung, daß $\varrho = 1{,}2$ kg/m^3, $u_g = 10$ m/sec, und $z_t = 500$ m ist, wird $\frac{dm}{dt} = 4 \cdot 10^6$ kg/Std.

Aus diesem Beispiel geht hervor, daß in der Richtung zum Kaltluftsee hin ein sehr starker Luftstrom gerichtet ist.

Die entgegengesetzte Wirkung ergibt sich an der oberen Begrenzung des Kaltluftsees gegen den Boden, wo infolge des Unterschiedes in der äußeren Reibung oberhalb der Kaltluft und des festen Bodens eine

Impulsstromdivergenz auftritt. Diesen Teil der Grenze können wir deshalb *Grenze der Divergenz* nennen.

Die Grenze der Konvergenz setzt sich jedenfalls noch zur Rückseite des Kaltluftsees hin dem Winde entgegen fort, während sich die Grenze der Divergenz bis und über die Stirnseite des Kaltluftsees hinaus verlängert.

Für die Entwicklung des Wetters ist die Luftströmung zum Kaltluftsee hin an der Grenze der Konvergenz von großer Bedeutung:

Nehmen wir zunächst an, daß die warme Luft in stabilem Gleichgewichtszustand ist. In diesem Falle treten im Gebiet der Konvergenzgrenze schwache Aufgleitbewegungen auf, was eine Drängung von Luft in der Höhe zur Folge hat. Deswegen wird dort der Druck und mit ihm der horizontale Gradient auf der Kaltluftseite der Grenze vergrößert. Das bedeutet, daß in der Höhe der Kaltluftseite der Grenze stärkere Gradientwinde wehen als wehen würden, wenn es zu diesem Aufgleiten nicht gekommen wäre. Die über die Grenzfläche gebrachte Luft würde in diesem Fall in Form verstärkter Gradientwinde in horizontaler Richtung abgeführt.

Im Gegensatz dazu ist in der Höhe unmittelbar vor dem Kaltluftsee infolge der erwähnten Erhöhung des Drucks der horizontale Luftdruckgradient verkleinert und damit wird auch der Transport von Luft zum Kältesee vermindert.

Ganz anders sieht die Entwicklung des Wetters aus, wenn sich die warme Luft in labilem bzw. feuchtlabilem Zustand befindet. Dann entstehen im Gebiet der Grenze der Konvergenz mehr oder weniger stark aufsteigende Strömungen und es bilden sich Wolken und Niederschläge. Die Niederschlagsstärke, die nur durch diese Konvergenz entsteht, d. h. durch jene Konvergenz, die eine Folge der äußeren Reibungsunterschiede oberhalb der festen Unterlage und oberhalb der glatten Grenzfläche des Kaltluftsees ist, ist leicht abzuschätzen.

In dem oben ausgerechneten Beispiel strömt gegen den Kaltluftsee durch jedes vertikale Rechteck mit der Grundlinie von 1 m und der Höhe z_t, die der Reibungshöhe gleich ist, an der Grenze der Konvergenz in jeder Stunde $4 \cdot 10^6$ kg Luft. Wenn jedes Kilogramm Luft 10 g Wasserdampf enthält, so bedeutet das, daß in jeder Stunde durch ein solches Rechteck $4 \cdot 10^4$ kg Wasserdampf hindurchströmt. Im Falle, daß bei stark aufsteigenden Strömungen dieser Wasserdampf kondensiert und daß sich die aufgetretenen Niederschläge auf einen 40 km breiten Streifen verteilen, der parallel zur Front liegt, würde auf diesem Felde jede Stunde auf jeden m^2 $4 \cdot 10^4 : (40 \cdot 10^3)$ kg $= 1$ kg $= 1$ mm Niederschlag fallen. Wenn wir noch berücksichtigen, daß es sich bei dem angenommenen Beispiel um eine mittlere Reibung handelt, daß diese in Wirklichkeit besonders im Laufe des Tages in einem hügeligen Gebiet sehr groß ist und daß auch die Geschwindigkeit u_g des geostrophischen Windes viel größer sein kann, so sehen wir, daß die Reibung für die Entstehung der Bewölkung und der Niederschläge sowohl an der Konvergenzgrenze als auch an der Front im allgemeinen von wesentlicher Bedeutung ist.

Im Laufe des Tages schwächen sich die strahlungsbedingten Kaltluftseen in der Regel ab [3]. Weil wir annehmen können, daß während des Vormittags die Temperatur der kalten verhältnismäßig dünnen Luftschicht stärker ansteigt als die der umgebenden warmen Luft, können wir erwarten, daß sich während des Vormittags die Neigung der Grenzfläche vergrößert. Der Kaltluftsee zieht sich zurück und schließlich können die warmen Winde, die hinter dem sich zurückziehenden Kältesee in die Tiefe vordringen, übriggebliebene kalte Luft vollkommen „ausblasen". Im Zusammenhang damit ist zu erwarten, daß die Vorrückungsgeschwindigkeit der Kaltfronten im allgemeinen während des Vormittags verkleinert wird [6].

Die tägliche Vernichtung des Kaltluftsees in der Pannonischen Tiefebene oder die tägliche Verstärkung der Konvergenz an der Konvergenzgrenze (infolge der Vergrößerung des vertikalen Temperaturgradienten) hat wahrscheinlich die Unwetterkatastrophen zur Folge, die manchmal in den Nachmittagsstunden in den warmen Monaten des Jahres in der Pannonischen Tiefebene auftreten. An solchen Tagen wehen in der Höhe Winde aus dem südlichen Quadranten, während ein großer Teil der Pannonischen Tiefebene von der in Form eines großen Kaltluftsees eingedrungenen maritimen Polarluft ausgefüllt wird. Im Laufe des Tages kann sich die untere Luftschicht so erwärmen, daß die obere tropische Luft potentiell kälter wird, was leicht zum Umsturz der Luftmassen führen kann und damit zu einem Stau der oberen Luft, d. h. zur Bildung starker Cumulus und Cumulonimbusbewölkung. Es scheint, daß die großen Mengen von Verdampfungswärme, die dabei frei werden, vollkommen die auftretenden starken und katastrophalen Winde erklären können.

c) Einfluß der Kaltluftseen auf den Luftdruck.

Die Anwesenheit von kalter Luft in Kesseln und Tälern beeinflußt in höherem oder geringerem Maße den Luftdruck: Wenn sich oberhalb eines Punktes in der Tiefebene kalte Luft bis zu einer Höhe z ausbreitet und die mittlere Temperatur dieser kalten Luft um $-\Delta T$ geringer ist als die mittlere Temperatur T der Luft, die in der unteren Schicht der Höhe z noch vor dem Auftreten der kalten Luft vorhanden war, und wenn sich während der Advektion der Luftdruck in der Höhe z nicht geändert hat, dann ist der Druck am Boden um

$$\Delta p_0 = - p_0 \frac{g z}{R T^2} \Delta T \tag{4}$$

größer geworden, als er vor dem Einbruch der kalten Luft an dieser Stelle war.

Hier soll als Beispiel für den Einfluß der Anhäufung kalter Luftmassen auf den Luftdruck ein Druckanstieg angeführt werden, der beim Einbruch kalter Luft von Osten her östlich der Transsylvanischen Alpen und des Homoljegebirges auftrat (Abb. 2 und 3). In der Nacht vom 1. auf den 2. Februar 1951 begann in Negotin ($H = 40$ m, $\varphi =$

$= 44° 14'$ N, $\lambda = 22° 32'$ E Gr.), im Osten der erwähnten orographischen Hindernisse als Folge der vom Osten eingebrochenen kalten Luft, der Luftdruck zu steigen. Auf der westlichen Seite des Gebirges, in Beograd

Abb. 2. Die orographischen Hindernisse zwischen Beograd und Negotin, die auf die Wetterentwicklung des Ostteiles Jugoslawiens einen wesentlichen Einfluß haben.
—— 500 m über dem Meeresspiegel; schwarze Flächen: Höhen über 750 m über dem Meeresspiegel.

(Zemun), war ein entsprechender Anstieg des Druckes nicht zu bemerken. Aber bereits um 1 Uhr begann in Beograd der bekannte Südostwind,

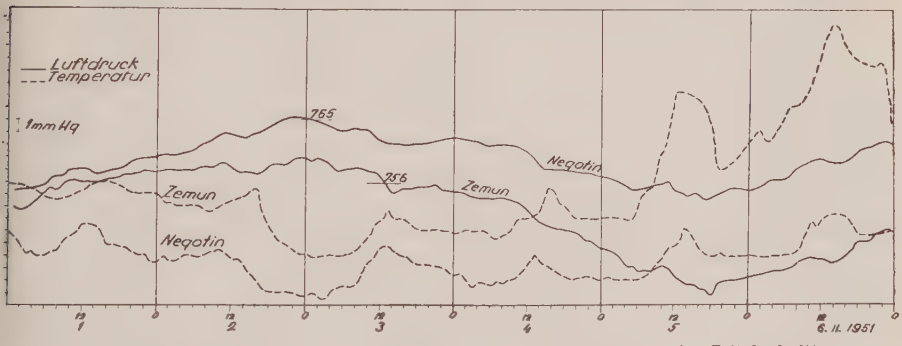


Abb. 3. Graphische Darstellung des Lufttemperatur- und Luftdruckganges im Zeitabschnitt vom 1. bis 6. Februar 1951 in Beograd (Zemun) und Negotin (Stundenwerte).

die „Koschava", zu wehen. Mehrere Tage hindurch blieb diese Lage unverändert, sowohl in Negotin (kalt, verhältnismäßig ruhig und erhöhter Luftdruck) als auch in Beograd (wärmer, starke Koschawa und ohne entsprechende Erhöhung des Luftdrucks). Der Unterschied zwischen dem Luftdruck in Negotin und in Beograd wurde aber immer größer.

2. Föhn und Bora.

Wie wir aus Abb. 3 sehen, war in den erwähnten Tagen die Temperatur in Beograd die ganze Zeit hindurch höher als in Negotin. In Negotin war es ruhig, während in Beograd anfangs (vom 2. bis zum 4.) eine kalte, und dann eine sehr warme Koschawa wehte. In der Höhe wehten Winde aus dem südlichen Quadranten, so daß nach dem Dargelegten Negotin sich sowohl in der einen wie in der anderen Situation am Grund eines Kaltluftsees befand, dessen Höhe gegen Osten zu abnahm. Im Falle der kalten Koschawa drang die kalte Luft über das Gebirge (Abb. 4*a*), während sie sich im Falle der warmen Koschawa (am 5. und 6. Februar) nur an der Ostseite des Gebirges staute (Abb. 4*b*). Nicht nur während der warmen, sondern auch während der kalten Koschawa war die Temperatur in Beograd höher als in Negotin. Diese Erscheinung ist die Folge der Turbulenz [*7, 8*], der ungleichmäßigen Abkühlung der Luft, der Strahlung und anderer meteorologischer Vorgänge.

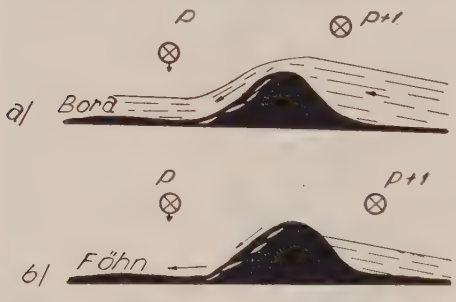


Abb. 4. Die Luftströmung bei Bora und Föhn (die Windkomponente normal auf das Bild nach innen ist durch einen Kreis mit Kreuz dargestellt).

Der Temperaturanstieg am 5. und 6. Februar in Beograd war die Folge des Einbruches warmer Luft, die infolge der dynamischen Erwärmung beim Absinken längs der Berghänge, die sich südlich und südöstlich von Beograd befinden, noch wärmer war als sonst.

Es scheint, daß die Dynamik des Föhns noch nicht ganz aufgeklärt, bzw. daß die Ansichten über die Entstehung der absteigenden Bewegungen beim Föhn noch verschieden sind [*9—12*]. Nach unseren Beobachtungen können wir in dieser Hinsicht folgendes sagen:

Wenn oberhalb eines größeren orographischen Hindernisses (z. B. Alpen oder Dinarisches Gebirge) in einer bestimmten Richtung ein horizontaler Luftdruckgradient auftritt, entsteht die Frage, wie die Luft am Boden auf der einen wie auf der anderen Seite des Hindernisses strömen würde, wenn die Luftmasse anfangs überall homogen wäre. Auf der Leeseite des Gebirges macht sich wenigstens zu Beginn auch in der Bodenluft ein Luftdruckgradient in derselben Richtung und in demselben Sinne geltend wie in der Höhe. Deshalb wirkt auf jedes Luftteilchen auf der Leeseite in horizontaler Richtung eine Gradientkraft. Das hat ein Abströmen der Luft nach dem Gebiet mit niedrigerem Luftdruck zur Folge. Die abströmende Luft wird durch die Luft ersetzt, die von oben nachströmt und sich bei dieser dynamischen Senkung adiabatisch erwärmt. In einer stabilen Atmosphäre hat das eine dynamische Erhöhung der Temperatur der Atmosphäre auf der Leeseite zur Folge, was wieder eine Verminderung des horizontalen Luftdruck-

gradienten im unteren Teil der Atmosphäre auf derselben Seite verursacht; die Bodenwinde in der Richtung vom Gebirge her werden schwächer, und zwar um so mehr, je stabiler die Atmosphäre geschichtet ist. Wir sehen, daß das Herabsinken der Luft auf der Leeseite beim Föhn eine notwendige Folge der Reibungskräfte und des allgemeinen Luftdruckgefälles in horizontaler Richtung ist und daß wir die verschiedenen charakteristischen Erscheinungen des Föhns als Folge dieses allgemeinen Prozesses betrachten müssen.

Auf der Luvseite wehen, insofern dies andere orographische Verhältnisse nicht verhindern, Winde zum Tiefdruckgebiet hin, und zwar in der Richtung des Hauptkammes des Gebirges, mit einer stärkeren oder schwächeren vertikalen Komponente nach oben (in dem von uns erwähnten Fall traten am 5. und 6. Februar 1951 an der Küste des jugoslawischen Küstenlandes Südostwinde auf). Wegen der vertikalen Komponente, die in einer stabilen Atmosphäre schwach, in einer labilen Atmosphäre aber stark ist, ist unmittelbar vor dem Gebirge in der stabilen Atmosphäre die Luft etwas kälter als in der Umgebung — sie ist dort darum stabil verankert — und kann sich deshalb nur in geringerem Maße über den Gebirgskamm ergießen. In einer labilen Atmosphäre kann die Luft auf der Luvseite bis in die größten Höhen aufsteigen (sie ist wärmer als die umgebende Luft) und erst tief im Hinterland, auf der Leeseite, kann sie sich als Folge des oben beschriebenen Absaugens der Bodenluft in die Tiefe senken.

Auf der Leeseite eines Gebirges kann die Luft aus sehr großen Höhen in die Tiefe gelangen. Daher treten oft große Temperaturunterschiede zwischen der Luft auf der Luv- und auf der Leeseite auf [*9*]. Diese Unterschiede werden noch größer sein, wenn sich, wie in Abb. 3 dargestellt ist (am 5. und 6. Februar 1951), auf der Luvseite eine kältere Luftmasse anderer Herkunft befindet.

Im Zusammenhang mit dem Föhn tritt häufig auch die Bora auf, die ein niederstürzender kalter Wind ist, oberhalb dessen sich immer potentiell wärmere Luft befindet. Die Dynamik der Bora veranschaulicht die Abb. 4*b*. Die Lage bei der Bora ist ähnlich wie beim Föhn. Die kalte Luft, die beim Föhn nur vor dem Gebirge liegen kann, ergießt sich im Falle der Bora immer über das Gebirge und auf der Leeseite wehen dann bei gleichem Gradienten anstatt warme Föhnwinde relativ kalte Winde, die wegen der Wirkung der Schwerkraft verstärkt sind. Die Geschwindigkeit der Bora hängt immer in größerem oder kleinerem Maße von dem Temperaturunterschied zwischen der niederstürzenden und der oberen potentiell wärmeren Luft ab [*4*].

Jedenfalls besteht zwischen Föhn und Bora keine scharfe Grenze. Die herabsinkenden Winde können, wie bekannt, zu Beginn Bora-Charakter haben, am Ende aber, wenn sie in die Tiefe vorgedrungen sind, treten sie schon als Föhnwinde auf.

Hinter den Dinarischen Alpen und den Gebirgen, die südlich der Pannonischen Tiefebene liegen, entwickelt sich, sehr oft verbreitet, Föhn, und zwar immer dann, wenn unter der Wirkung einer atlantischen

Depression in Beograd eine warme Koschawa auftritt und längs der Adriatischen Küste Südostwinde wehen (Abb. 5). Das Gebiet dieses Föhns ist noch bedeutend breiter als das Gebiet des Föhns des Dinarischen Gebirges, nach F. SEIDL [*13*] und erfaßt fast das ganze kontinentale Hinterland Jugoslawiens.

Es soll hier die Aufmerksamkeit auf einen außerordentlich starken Föhn in Vrsac ($H = 85$ m, $\varphi = 45° 7'$, $\lambda = 21° 18'$) gelenkt werden, das nördlich des durchschnittlich 1000 m hohen Homoljer Gebirges liegt (Abb. 2). In den klaren Nächten vom 13. bis 14., 14. bis 15. und

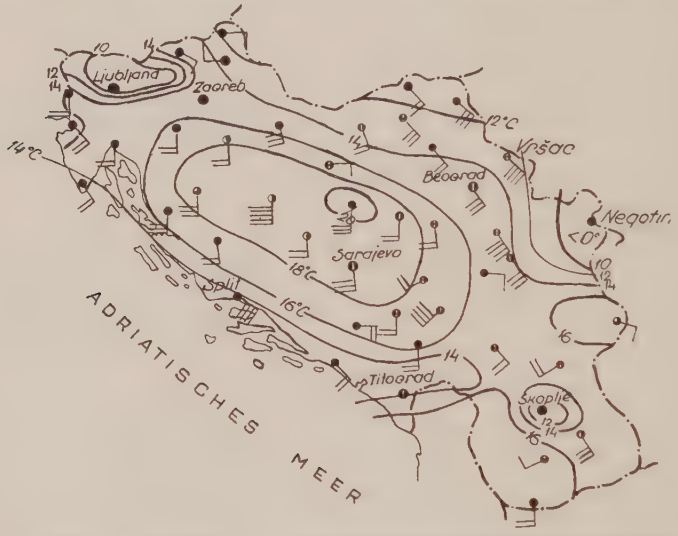


Abb. 5. Der Südföhn in Jugoslawien am 6. Februar 1951 um 13 Uhr MEZ. (Temperaturen auf die Meeresoberfläche reduziert; $\gamma = 1°$ C/100 m.)

15. bis 16. August 1952 waren in Vrsac um 01 Uhr folgende Temperaturen zu verzeichnen: 31,4, 32,8 bzw. 32,4° C, die relative Feuchtigkeit war 38, 30 bzw. 37% und es wehte dort eine starke Koschawa. Gleichzeitig herrschten auf der Luvseite des erwähnten Gebirges in Negotin bei ruhigem Wetter folgende Temperaturen: 18,5, 19,0 bzw. 17,7° C!

Die dynamische Erwärmung, die sich gelegentlich des Südföhns auf der Balkanhalbinsel geltend macht, ist eine der Ursachen, welche die Bildung der tropischen Luftmasse in den Sommermonaten auf dem Balkan zur Folge hat.

3. Die orographischen Hindernisse und der Staueffekt.

1. In der Atmosphäre und besonders in den unteren Schichten ist der Geschwindigkeitsvektor gewöhnlich großen Änderungen unterworfen. Mit dem Wechsel der Geschwindigkeit stehen immer Änderungen des Luftdrucks im Zusammenhang, die in größerem oder kleinerem Maße eine Folge des Staueffekts sind.

Wenn wir die Reibungskräfte vernachlässigen, so gilt die bekannte Gleichung

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{u^2}{2}\right) + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial s}u + g\,u_z = 0 \tag{5}$$

(u = Windgeschwindigkeit mit ihrer Vertikalkomponente u_z, ϱ = Luftdichte, $-\frac{\partial p}{\partial s}$ = Komponente des Luftdruckgradienten in der Bewegungsrichtung).

Wenn das Druckfeld stationär ist und die Bewegung trockenadiabatisch erfolgt, können wir anstatt (5) auch

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{u^2}{2}\right) = -\frac{dP}{dt} \tag{6}$$

schreiben, wobei

$$P = \Phi + B \tag{7}$$

die potentielle Energie des Luftteilchens der Einheit der Maße ist. In dieser Gleichung bedeutet:

$$\Phi = g\,(z - z_0) \tag{8}$$

die gravitationspotentielle Energie dieses Teilchens im Verhältnis zu der Anfangshöhe z_0 und

$$B = c_p\,(T - T_0) = c_p\,T_0\left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{R}{c_p}} - 1\right] \tag{9}$$

seine barische potentielle Energie im Verhältnis zur Anfangstemperatur T_0, bzw. im Verhältnis zum Anfangsdruck p_0 [*14*].

2. Bei einer Strömung der Luft in horizontaler Richtung ändert sich die gravitationspotentielle Energie nicht und unter den obigen Bedingungen kann sich die kinetische Energie nur in eine barische potentielle Energie transformieren oder umgekehrt. Nach (9) steht bei einer adiabatischen horizontalen Bewegung die Vergrößerung der barischen potentiellen Energie immer in Zusammenhang mit der Erhöhung des Luftdrucks. Das bedeutet, daß die Luft, die sich reibungslos und adiabatisch in horizontaler Richtung mit abnehmender Geschwindigkeit bewegt, unter einen immer größeren Luftdruck kommt. Auf solche Gegengradientwinde hat schon Margules [*15*] aufmerksam gemacht. Wenn sich umgekehrt die Geschwindigkeit der Luft bei einer horizontalen Bewegung vergrößert, bewegt sich die Luft zu dem Gebiet des niedrigeren Luftdrucks hin.

3. Nach (5) ändert sich in der Strömungsrichtung auf dem Wege ds der Druck um

$$\frac{\partial p}{\partial s}ds = -g\,\varrho\,dz - \varrho\,d\left(\frac{u^2}{2}\right), \tag{10}$$

wobei das Glied

$$\frac{\partial p_d}{\partial s}ds = -\varrho\,d\left(\frac{u^2}{2}\right)$$

die Änderung darstellt, die die Folge des Staueffekts ist. Wir sehen,

daß dieses Glied nur von der Dichte ϱ und von der Änderung $d\left(\frac{u^2}{2}\right)$ der kinetischen Energie der Luft abhängt.

Auf dem Wege, wo die mittlere Dichte $\varrho = 1\ \mathrm{kg/m^3}$ ist und wo sich die Geschwindigkeit von 20 (0) m/sec auf 0 (20) m/sec vermindert (erhöht), vergrößert (verkleinert) sich der Druck infolge des Staueffekts um

$$\int_0^s \frac{\partial p_d}{\partial s}\, ds = -\int_{\frac{u^2}{2}}^{0} \varrho\, d\left(\frac{u^2}{2}\right) = 1 \cdot \frac{400}{2}\ \mathrm{kg\,m^{-1}\,sec^{-2}} = 2\ \mathrm{mb}.$$

Aus (10) sehen wir weiter, daß in der Atmosphäre, wo sich mit der Höhe die Windgeschwindigkeit verkleinert (vergrößert), der Druck langsamer (rascher) mit der Höhe abnimmt, als er bei gleicher Verteilung der Dichte in einer ruhigen Atmosphäre abnehmen würde.

4. Bei der Auf- und Abwärtsbewegung der Luft ändert sich gewöhnlich die potentielle Energie P der bewegten Luft:

Auf dem Wege ds ändert sich die gravitationspotentielle Energie des Luftteilchens der Einheit der Maße um

$$d\Phi = g\, dz$$

(dz = Höhenänderung). Auf demselben Wege ändert sich die barische potentielle Energie unter der Bedingung, daß die Bewegung in einem stationären Druckfeld erfolgt, um (10)

$$dB = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial s}\, ds = -g\, dz - d\left(\frac{u^2}{2}\right).$$

Aus den erhaltenen Gleichungen können wir für die stationäre adiabatische Bewegung der Luft in einem stationären Druckfeld folgendes schließen:

a) Wenn bei Aufwärtsbewegung die Geschwindigkeit der Luft abnimmt (zunimmt), gewinnt die Luft mehr (weniger) an gravitationspotentieller Energie, als sie an potentieller Energie des barischen Feldes verliert.

b) Wenn bei Abwärtsbewegung die Geschwindigkeit der Luft abnimmt (zunimmt), gewinnt die Luft mehr (weniger) an barischer potentieller Energie, als sie an gravitationspotentieller Energie verliert.

5. In einer Atmosphäre, wo vertikale adiabatische Strömungen auftreten, und wo

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{u^2}{2}\right) \lessgtr 0,$$

ist nach (6), (7), (8) und (9) der vertikale individuelle Temperaturgradient

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} + \frac{1}{c_p}\frac{d}{dz}\left(\frac{u^2}{2}\right) \lessgtr \gamma^* \qquad (11)$$

($\gamma^* = \frac{g}{c_p}$ = trockenadiabatischer Temperaturgradient). Bei trockenadiabatischen Aufwärtsbewegungen der Luft im stationären Druckfeld wird bei Ab- bzw. Zunahme der Geschwindigkeit der individuelle Tem-

peraturgradient kleiner bzw. größer als der adiabatische $\gamma^* = \frac{g}{c_p}$. Das ist nur deshalb möglich, weil sich in einer solchen Atmosphäre der Druck mit der Höhe langsamer (schneller) vermindert, als er sich mit der Höhe bei gleicher Verteilung der Dichte in einer ruhigen Atmosphäre vermindern würde.

Wenn sich die Luft mit der Anfangsgeschwindigkeit $u = u_0$ und Anfangstemperatur T_0 mit abnehmender Geschwindigkeit nach aufwärts bewegt bis zu der Höhe z, wo sie die Temperatur T erhält, dann können wir nach (11) schreiben:

$$T_0 - T = \frac{g}{c_p} z - \frac{u_0^2}{2 c_p}$$

In diesem Falle wäre der mittlere individuelle Temperaturgradient um

$$\frac{g}{c_p} - \frac{T_0 - T}{z} = \frac{u_0^2}{2 z c_p} = \frac{u_0^2 \gamma^*}{2 g z}$$

größer als der trockenadiabatische. Wenn beispielsweise $z = 500$ m, $u_0 = 10$ m sec ist (z. B. in einem Cumulonimbus), dann wäre der vertikale Gradient um

$$\frac{100 \cdot 1}{20 \cdot 500}\,^\circ\text{C}/100\text{ m} = 0{,}01\,^\circ\text{C}/100\text{ m}$$

vergrößert. Wir sehen, daß der unmittelbare Einfluß des Staueffekts auf die Temperatur unbedeutend ist.

7. Schließlich können wir noch ein charakteristisches Beispiel für die Umwandlung der kinetischen Energie der Luft in barische potentielle Energie anführen. In der Pannonischen Tiefebene wird bei Südföhn sehr oft beobachtet, daß die Stärke der Koschawa in der Richtung nach Nordwesten abnimmt und diese schon bei Subotica ($H = 102$ m, $\varphi = 46^\circ\,6'$ E. Gr., $\lambda = 19^\circ\,46'$ N) kaum mehr zu spüren ist. Dabei verwandelt sich die kinetische Energie, soweit sie wegen der Reibungskraft nicht in Wärme übergeht, in barische potentielle Energie.

Der Stau der Luft bei Koschawa-Situationen nordwestlich von Beograd ist eine Folge der Drängung der Luft vor großen orographischen Hindernissen, den Karpathen, die die Pannonische Tiefebene von Norden her absperren. Der Stau dieser Art bleibt aus, wenn die erwähnte südöstliche Strömung über die erwärmten Karpathen hinüberstreichen kann.

Wenn über der Pannonischen Tiefebene die Isobaren in Richtung Südost—Nordwest liegen und in Beograd kalte Koschawa weht, verwandelt sich zuerst die kinetische Energie der Koschawa in barische potentielle Energie und nachher die entstandene potentielle Energie in kinetische, und zwar in kinetische Energie von Nordostwinden, die dann im westlichen Teil Jugoslawiens wehen.

Zusammenfassung. Kaltluftseen, die in Kesseln und Tälern sehr oft auftreten, sind für die Entwicklung des Wetters von großer Bedeutung. An der „Grenze der Konvergenz" des Kaltluftsees, sowie im allgemeinen an jeder Front, kann es wegen des Reibungsunterschiedes

über dem festen Boden auf der einen und über der kalten Luft auf der anderen Seite der Konvergenzgrenze zu starken Vertikalbewegungen und Niederschlägen kommen. Die kalte Luft kann als Bora auf das benachbarte Gebiet überströmen, während auf der anderen Seite des Kaltluftsees, dessen Oberfläche geneigt ist, die warme Luft unter der Wirkung der Gradientkraft und Reibungskraft als Föhn in die Tiefe vordringt. Wegen der dynamischen Erwärmung der Luft auf der Leeseite wird hier der horizontale Luftdruckgradient und damit auch die Windgeschwindigkeit verkleinert. Die Dynamik des Absteigens der Luft in die Niederung, wo früher kalte Luft lag, wird so erklärt, daß eine nahe Depression die kalte Luft ansaugt und abhebt. Weiters werden Erscheinungen des Südföhns des Dinarischen Gebirges besprochen. Zum Schlusse werden die Veränderungen von Luftdruck, Temperatur und Wind als Folge des Staueffekts diskutiert.

Literaturverzeichnis.

1. Geiger, R.: Das Klima der bodennahen Luftschicht, 3. Aufl., 207—214. Braunschweig 1950.
2. Čadež, M.: Über den täglichen Gang der Windstärke. Meteorol. Z. 57, 457 (1940).
3. — Jezera hladnog vazduha. Hidrometeoroloski glasnik, Beograd, I, 1 (1949).
4. Ertel, H.: Methoden und Probleme der dynamischen Meteorologie. 102. Berlin 1938.
5. Koschmieder, H.: Dynamische Meteorologie, 2. Aufl. 280 (1941).
6. Godišnjak Aerološke observatorije u Beogradu, 1951, Beograd, 57 (1953).
7. Radošević, M.: Über den Windeinfluß auf die Kammermannsche Differenz. Meteorol. Z. 48, 437 (1931).
8. Čadež, M.: Vpliv turbulence na nastanek in razvoj inverzij. Razprave Akademije zn. in um. Ljubljana, 481 (1942).
9. Hoinkes, H.: Föhnentwicklung durch Höhentiefdruckgebiete. Arch. Met. Geoph. Biokl. A II, 82 (1950).
10. Berg, H.: Der Föhn im nördlichen Alpen- und Voralpengebiet vom 11. bis 14. März 1951. Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone, Nr. 35, 117 (1952).
11. Dammann, W.: Der Föhn als Randproblem der atmosphärischen Dynamik. Geof. pura e appl. 23, 162 (1952).
12. Schweitzer, H.: Versuch einer Erklärung des Föhns als Luftströmung mit überkritischer Geschwindigkeit. Arch. Met. Geoph. Biokl. A V, 350 (1953).
13. Seidl, F.: Dinarskogorski fen. Geografski vestnik. Ljubljana 1932, 1934, 1935.
14. Čadež, M.: Sur l'énergie potentielle du champ barique. Arch. Met. Geoph. Biokl. A V, 5 (1952).
15. Margules, M.: in Exner, F. M.: Dynamische Meteorologie, 93 (1917).

551.557:551.510.535

(Mitteilung aus dem Institut für Ionosphärenforschung in der Max-Planck-Gesellschaft in Lindau über Northeim/Hannover.)

Winde und turbulente Luftströmungen in der Ionosphäre.

Von

Walter Becker.

Mit 6 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Siehe Abschnitt IV.

Summary. Occurrence of predominantly horizontal linear air currents in the ionosphere could be verified by direct and indirect electrical observations. The maximum of frequency of the measured wind velocities lies, within the range of 80 and 120 km altitude, at 60 m/sec and within the F-layer (200 to 350 km altitude) at 100 m/sec. The measured wind velocities do not show a uniform pattern. The standard deviation of the observations reaching several 100 per cent makes it probable that wind direction and speed depend on the hour of day and the season as well as on the geographical latitude and altitude. Considering particularly the F-layer the velocity of propagation of the deviation centers was found to be proportional to the earth-magnetic characteristic number. The extension of these deviation centers, however, does not depend on the intensity of the earth-magnetic disturbance and is nearly constant also in other respects. These more or less linear air currents are combined with a more or less turbulent movement. The direct and indirect observations verify this for the range between 80 and 100 km altitude; knowledge on the respective conditions in the F-layer, however, could not be obtained by them. The root of the average velocity square of all velocity components in the direction of the observations amounts to approximately 2 m/sec. The occurrence of solar and lunar tides in the range of the E-layer with a velocity amplitude of 35 and 25 m/sec respectively can be considered as an indisputable fact, whereas for the F-layer there exist too few investigations as yet.

Résumé. La présence de courants d'air essentiellement horizontaux dans l'ionosphère a été prouvée par des observations visuelles directes et électriques indirectes. Le maximum de fréquence des vitesses de vent mesurées se trouve dans la couche comprise entre 80 et 120 km, où elles atteignent 60 m/s, ainsi qu'au niveau de la couche F (200—350 km) avec 100 m/s. Les directions observées ne fournissent pas d'image simple; la

dispersion des mesures conduit à penser que les azimuts et les vitesses dépendent du moment du jour et de la saison, comme de la latitude et de l'altitude. En ce qui concerne la couche F en particulier, il apparaît que la vitesse de déplacement des centres de dispersion est proportionnelle au nombre caractéristique géomagnétique. La grandeur de ces centres est toutefois indépendante de l'intensité de la perturbation géomagnétique et reste à peu près constante.

A ces courants ionosphériques plus ou moins linéaires se superpose un courant d'air plus ou moins turbulent; les observations directes et indirectes vérifient ce fait pour la couche comprise entre 80 et 120 km, mais elles ne peuvent rien dire à ce sujet en ce qui concerne la couche F. La racine carrée du carré moyen des vitesses de toutes les composantes de vitesse dans la direction d'observation est égale à 2 m/s environ.

L'existence de marées solaires et lunaires dans la couche E avec une amplitude des vitesses de respectivement 35 et 25 m/s peut être considérée comme assurée; les recherches analogues concernant la couche F sont encore trop peu nombreuses.

I. Einleitung.

Winde und turbulente Luftströmungen gehören nicht zu den Reservaten der tiefen Atmosphäre. Diese Tatsache hat man schon früher vermutet und auch vereinzelt bestätigen können. Systematische Beobachtungen unter Heranziehung aller nur denkbaren Möglichkeiten gibt es aber erst seit wenigen Jahren. Eine Übersicht darüber bringt die nachstehende Zusammenstellung der

Beobachtungsmethoden zur Bestimmung von Winden und turbulenten Luftströmungen in der hohen Atmosphäre.

1. *Nichtelektrische Beobachtungen.*
   - a) Beobachtung terrestrischer Projektile.
     - α) Raketen.
     - β) Asche von Vulkanausbrüchen.
   - b) Beobachtung selbstleuchtender Himmelserscheinungen.
     - α) Leuchtstreifen.
     - β) Leuchtende Nachthimmelwolken.
     - γ) Meteorschweife.
     - δ) Leuchtende Nordlichtwolken.
2. *Elektrische Beobachtungen.*
   - a) Ultrakurzwellenbeobachtungen ($1\,\mathrm{m} < \lambda < 10\,\mathrm{m}$).
     - α) Meteorbeobachtungen.
       1. Laufzeitbeobachtungen.
       2. Impulsamplitudenbeobachtungen.
       3. Beobachtungen des Dopplereffektes.
     - β) Radioastronomische Beobachtungen.
       1. Amplitudenregistrierungen.
       2. Phasenregistrierungen.
       3. Einfallswinkelmessungen.

b) Kurzwellenbeobachtungen ($10\text{ m} < \lambda < 1000\text{ m}$).
   α) Großbasislaufzeituntersuchungen.
   β) Kleinbasislaufzeituntersuchungen.
   γ) Impulsamplitudenbeobachtungen.
   δ) Phasenbeobachtungen.

c) Längstwellenbeobachtungen ($\lambda > 1000\text{ m}$).
   α) Laufzeitbeobachtungen.
   β) Impulsamplitudenbeobachtungen.
   γ) Phasenbeobachtungen.

Diese Beobachtungsmethoden und ihre zum Teil unterschiedlichen Ergebnisse seien im folgenden diskutiert:

II. Beobachtungsmethoden und Beobachtungsergebnisse.

1. Nichtelektrische Beobachtungen.

a) Erst in jüngster Zeit, und zwar am 7. August 1951, 11.30 MST, war es möglich, terrestrische Projektile bis in die Ionosphäre zu schicken und in 200 km Höhe die Windgeschwindigkeit über White Sands, New Mexico, zu messen [*1*]. Zu diesem Zweck war seitlich in eine Viking-Rakete eine Art Manometer eingebaut, welches die Phase der ausgestrahlten *HF*-Impulse bei Druckschwankungen modulierte. Ein Südostwind von 80 ± 20 m/sec Geschwindigkeit ließ sich aus der Änderung des normalen Phasenganges erkennen; letzterer wird durch die Schlingerbewegung der Rakete bewirkt.

Beim Ausbruch des Vulkans Krakatau [*2*] wurde feinster Staub bis in Höhen von 100 km emporgeschleudert; er konnte dort über $13^1/_2$ Tage beobachtet werden. Seine Zuggeschwindigkeit konnte durch Beobachtungen der leuchtenden Nachthimmelswolken festgestellt werden.

b) Die selbst und die nicht selbst leuchtenden Himmelserscheinungen sind die idealsten und zugleich billigsten Testobjekte.

Die Leuchtstreifen haben nach C. Hoffmeister [*3*] wahrscheinlich das Polarlicht als Ursache. Sie haben eine wenig markante Gestalt, so daß Höhenbestimmungen äußerst unsicher sind. Als Höhe dieser Leuchtstreifen wird 100 bis 200 km angegeben. Die Streifen lassen nur selten rasche Änderungen ihres Aussehens erkennen. Man beobachtet vielmehr eine reine Translationsbewegung der Streifen; sie entspricht einer Winkelgeschwindigkeit von 1°/min, das sind 29 m/sec in 100 km Höhe oder 58 m/sec in 200 km Höhe.

Die leuchtenden Nachthimmelswolken bestehen wahrscheinlich aus kosmischem Staub oder Wassertröpfchen. Die Dicke dieser Wolken ist gering; ihrem Aufbau nach besitzen sie eine wellenartige Struktur. O. Jesse [*4*] führte von 1889 bis 1891 287 Messungen durch. Die von ihm ermittelten Höhen liegen zwischen 80 und 89 km; der mittlere Wert ist 82,0 km. Ostwärts gerichtete Winde fand er selten. Den mittleren Wert gab er mit 31 m/sec an. Am häufigsten beobachtete O. Jesse nach

Westen gerichtete Winde mit 67 m/sec mittlerer Geschwindigkeit (Beobachtungszeit um Sonnenuntergang).

C. Störmer [5] beobachtete von 1932 bis 1934 gleichfalls die leuchtenden Nachthimmelwolken. Er gab als mittlere Höhe 81,4 km an. Die gemessenen Geschwindigkeiten bewegten sich zwischen 40 und 83 m/sec, so daß das Mittel bei ungefähr 60 m/sec lag. Die Windrichtung war NNE, vom sonnenbelichteten Teil der Atmosphäre gegen den Erdschatten gerichtet. E. H. Vestine [6] gab als durchschnittliche Höhe dieser Wolken 80 km an.

Weitere zur Bestimmung der Höhenwinde geeignete Himmelserscheinungen sind die Meteorschweife. Nach C. Hoffmeister [3] erscheint ein Meteorschweif zunächst als Strich und verschwindet in den meisten Fällen ohne Gestaltänderung (solange die Lebensdauer dieser Schweife ungefähr 1 Minute nicht übersteigt). Anders aber liegen die Verhältnisse bei den langlebigen Schweifen. Diese werden meist diffus und wellig; ihre Achse verbiegt sich allmählich und erleidet insgesamt eine langsame Ortsveränderung.

Tabelle 1. *Ergebnisse nichtelektrischer Beobachtungen.*

Methode	Beobachtungsort	Windgeschwindigkeit (m/sec) und Richtung	Höhe km	Turbulente Windgeschwindigkeit v_T Bemerkungen
Rakete	White Sands USA [1]	80 ± 20, SE	200	
Vulkanische Asche	s. „leuchtende Nachthimmelswolken" [2]			
Leuchtstreifen	Sonneberg [3] Deutschland	29 bis 58	100 oder 200	Sommer SW Winter NW
Leuchtende Nachthimmelswolken	Berlin [4]	31, W 67, E	82	
	Oslo [5, 43]	60, NNE	81	
Leuchtende Nordlichtwolken	Oslo [8]	60 bis 100	100	
Meteorschweife	Amerika [7]	Ausbr. d. Meteorschw.	70 bis 110	Windgradient 1 bis 10 m/sec pro km Höhe
		2,3		
	Oslo [44]	70		

C. C. Trowbridge [7] beobachtete 53 Schweife von je 14,8 Minuten Lebensdauer, 7 Schweife von sogar 20 bis 40 Minuten Dauer und 6 Schweife von 40 bis 60 Minuten Lebensdauer. Die ausgemessenen Höhen lagen zwischen 70 und 110 km; am häufigsten waren die Höhen zwischen 82 und 96 km. Als durchschnittliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Materie gab C. C. Trowbridge [7] 2,3 m/sec an. C. Störmers aus

Meteorbeobachtungen abgeleiteten Werte für die Translation liegen zwischen 50 und 100 m/sec.

Über turbulente Luftströmungen in diesen Höhen werden von den genannten Autoren keine quantitativen Angaben gemacht. Einen qualitativen Hinweis bietet immerhin die Angabe über die Verformung der Meteorschweife.

Schließlich sind noch die selbstleuchtenden Gebilde von wolkenähnlicher Struktur zu erwähnen, welche im Gefolge von starken Nordlichtern zu beobachten sind. Durch laufende Ortung dieser Wolken ermittelten O. Krogness und E. Tönsberg [8] horizontale Bewegungskomponenten zwischen 60 und 100 m/sec in ungefähr 100 km Höhe.

Soweit die visuellen Beobachtungsmethoden und Beobachtungsergebnisse im einzelnen. Eine Übersicht über die Resultate möge Tabelle 1 vermitteln.

2. Elektrische Beobachtungen.

Den wenigen, visuellen Beobachtungsmöglichkeiten stehen die vielfältigen, elektrischen Methoden gegenüber. Sie mögen in die Gruppen Ultrakurzwellen- (UKW, $1\,\mathrm{m} < \lambda < 10\,\mathrm{m}$), Kurzwellen- ($10\,\mathrm{m} < \lambda < 1000\,\mathrm{m}$) und Längstwellenuntersuchungen ($\lambda > 1000\,\mathrm{m}$) unterteilt werden.

a) UKW-Beobachtungen.

α) Die UKW-Messungen verteilen sich zu ungefähr gleichen Teilen auf die Beobachtungen der Meteore und der Radiosterne. Die Beobachtungsmethoden der ersten Gruppe bestehen darin, daß von einem scharf bündelnden Antennensystem Hochfrequenzimpulse von einigen μsec Dauer ausgestrahlt werden. Der zeitliche Abstand von Impuls zu Impuls beträgt ungefähr $^1{}_{200}$ sec. Die Senderleistung liegt bei 150 kW.

Nach N. Herlofson [9] erzeugt ein Meteor, das gerade noch mit bloßem Auge gesehen werden kann, pro cm Weg in ungefähr 90 km Höhe 10^{10} Elektronen oder 10^8 Elektronen/cm^3. Treffen nun die elektrischen Impulse senkrecht auf eine solche, hochionisierte Bahnspur, dann werden sie zum Sender zurück„reflektiert". Die maximale Beugungsfeldstärke am Senderort reicht aus, um die derzeitigen Empfänger ansprechen zu lassen.

Gemessen werden die Laufzeit, die Amplitude und die Trägerfrequenz der Echos, letztere indem man Echos der Sender-Oszillatorfrequenz überlagert und die so entstehende Schwebung mißt. Eine Parallelverschiebung der Bahnspur in Beobachtungsrichtung durch einen Ionosphärenwind äußert sich in einer Änderung der Laufzeit, d. h. des Abstandes der Bahnspur vom Sender- bzw. Empfangsort. Die differentielle Abstandsänderung pro Zeiteinheit ist dann gleich der augenblicklichen Windgeschwindigkeitskomponente in Blickrichtung. Mit der Parallelverschiebung der Meteorbahn und somit des Reflexionspunktes ändert sich auch die Beobachtungsfrequenz der Echos. Die meßbare Dopplerverschiebung ist der doppelten Geschwindigkeit des Ionosphärenwindes proportional.

Die Amplitudenregistrierungen werden vorläufig noch nicht zur Windbestimmung herangezogen, sondern nur zur Geschwindigkeitsbestimmung der Meteore selbst. Wohl aber ist es möglich, aus derartigen Aufnahmen das mittlere Geschwindigkeitsquadrat turbulenter Luftströmungen zu bestimmen.

L. G. H. Huxley [*10*] fand eine Geschwindigkeitskomponente mit halbtägiger Periode und 30 m/sec Amplitude sowie eine Richtungsänderung entgegen dem Uhrzeigersinn oberhalb 80 km Höhe. J. A. Ratcliffe [*11*] bezweifelt, daß dieses Windsystem die magnetischen Erdfeldschwankungen zustande bringen könne.

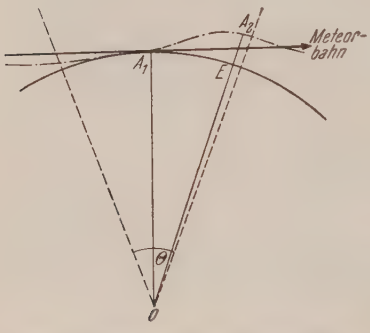


Abb. 1. Wanderung des Lotungspunktes von A_1 nach A_2 infolge Deformation der Meteorbahnspur; Θ = Öffnungswinkel des Antennensystems.

Es sei hier nicht verschwiegen, daß in einer Reihe von Meteorarbeiten sich auch Windgeschwindigkeiten von vielen km/sec finden (J. P. M. Prentice, A. C. B. Lovell and C. J. Banwell [*12*]). Diese unwahrscheinlichen Werte verdanken ihr Zustandekommen irgendwelchen Deformationen der Bahnspur (Abb. 1). In einem solchen Falle verschiebt sich nämlich der Reflexionspunkt auf der Bahnspur. Mit dieser Verschiebung ändert sich dann auch die Laufzeit zusätzlich, d. h. aber auch, daß die Auswertung der Registrierungen zu hohe Geschwindigkeiten ergibt. C. D. Ellyett [*13*] konnte so einen Windgradienten in Beobachtungsrichtung zu 9 m/sec pro km errechnen. Ähnliche Werte beobachtete J. S. Greenhow [*14*]. Er nahm an, daß der erste Reflexionspunkt sich nicht aus der Mitte des Antennenstrahlungsbündels verschiebt, während ein zweites Echo auf einem Randstrahl des Strahlungsbündels reflektiert wird. Dieser errechnete Windgradient kann sich vorerst nur auf eine einzige kinematographische Registrierung stützen. Zusammenfassend kann man wohl sagen, daß die elektrischen Meteorbeobachtungen das Vorkommen von Ionosphärenwinden und turbulenten Luftströmungen zwischen 80 und 100 km Höhe bestätigten. Als durchschnittliche Werte der Horizontalkomponente ergaben sie 40 m/sec. Die Angaben über die Vertikalkomponente liegen zwischen 0 und 10 m sec. Die Windrichtungsangaben sind noch zu spärlich. Als sicher dürfte gelten, daß in verschiedenen Höhen verschiedene Windrichtungen vorkommen (vgl. Übersicht in Tabelle 2).

β) Der radioastronomische Forschungszweig hat in den wenigen Jahren seit seinem Bestehen einen erstaunlichen Beitrag zur Kenntnis der Winde und turbulenten Luftströmungen in der hohen Atmosphäre geleistet. Die allgemeine Versuchsanordnung besteht aus einer oder mehreren Empfangsanlagen. Sie werden durchschnittlich 2 bis 5 km voneinander aufgestellt. Als Beispiel seien die Daten der großen Paraboloid-Antenne in Jodrell Bank, England, gebracht [*12*]:

Durchmesser: 220 Fuß; Bündelung: $\pm 1°$; $\lambda = 1{,}9$ m.

Auflösung: 1 Bogenminute.

Durchschnittliche Intensität eines galaktischen Zeichens: $4 \cdot 10^{-25}$ W/m² pro Hz Bandbreite.

Registriert werden Amplitude und Phase der galaktischen Strahlung von einer oder mehreren Stationen gleichzeitig.

Man registriert ferner die zeitlichen Schwankungen des Positionswinkels der verschiedenen Radiosterne, z. B. bei Meridiandurchgängen. Schwankungen im Aufbau und Zustand der Ionosphäre werden auf diese Meßgrößen von Einfluß sein. In Anbetracht der hohen Frequenzen der galaktischen Strahlung (um 80 MHz oder um $\lambda = 3{,}75$ m) wird der Einfluß der F-Schicht den der anderen Schichten überwiegen. Mit guter Näherung kann man also sagen: Die ebene, aber in den Schichtstreifen inhomogene F-Schicht wird von einer ebenen elektromagnetischen Wellenstrahlung getroffen. Die Intensität dieser Strahlung ist vor Erreichen der Ionosphäre ortsunabhängig, kann aber zeitlich schwanken.

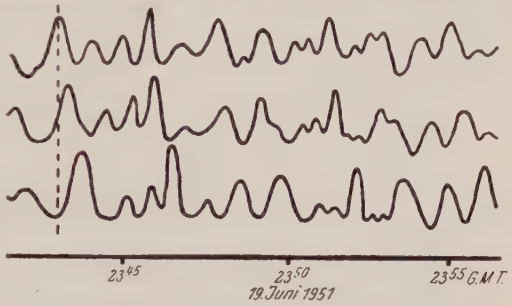


Abb. 2. Gleichzeitige Amplituden-Registrierungen galaktischer Radiostrahlung ($\lambda = 3{,}75$ m). Der gegenseitige Abstand der in den Ecken eines Dreiecks angeordneten Empfänger betrug ungefähr 4 km (nach A. MAXWELL and C. G. LITTLE [*19*]).

Nach H. G. BOOKER, J. A. RATCLIFFE and D. H. SHINN [*15*] besitzt das Beugungsbild dieser Strahlung am Erdboden denselben Autokorrelationskoeffizienten wie die Feldverteilung unmittelbar unterhalb der F-Schicht. Das gilt sowohl für die Amplitude wie für die Phase. Das heißt, die Charakteristik der Feldverteilung in einer Ebene unmittelbar unterhalb der F-Schicht ist im Verhältnis 1:1 aus der Feldverteilung am Erdboden zu erkennen.

Bewegt sich der Beugungsschirm, die F-Schicht, parallel zur Erdoberfläche, dann bewegt sich mit diesem das Beugungsfeld auf der Erdoberfläche, und zwar mit gleicher Geschwindigkeit. Um eine horizontale lineare Luftströmung, einen Ionosphärenwind, nach Geschwindigkeit und Richtung zu erkennen, braucht man also nur drei Empfänger getrennt voneinander aufzustellen und den Feldstärkeverlauf zu beobachten. Wählt man nach H. G. BOOKER etc. [*15*] die gegenseitigen Abstände der Empfänger höchstens gleich groß oder kleiner als die vermutlichen Durchmesser der F_2-Wolken, dann werden die drei Amplituden- oder Phasenregistrierungen in ihrem Verlauf einander vollkommen entsprechen, d. h. nur zeitlich gegeneinander versetzt erscheinen. Aus dieser Versetzung errechnen sich dann Geschwindigkeit und Richtung in elementarer Weise. Ein praktisches Beispiel dafür bringt Abb. 2.

Nebenbei darf vielleicht bemerkt werden, daß nach A. Hewish [*16*] in 70% aller Beobachtungen die Durchmesser der Störungen in der *F*-Schicht zwischen 3 und 7 km lagen.

Es wurde weiter beobachtet, daß Geschwindigkeiten > 200 m/sec stets während starker erdmagnetischer Störungen beobachtet wurden, daß aber die Amplitude der Fluktuationen von der Intensität dieser Störungen unabhängig war. Diese Beobachtung wurde von A. Maxwell und C. G. Little in einer Reihe von Arbeiten [*17—19*] jüngst bestätigt. A. Hewish [*16*] erschien es daher unwahrscheinlich, daß Korpuskeln die Ursache der Störungen in der *F*-Schicht sein können.

In der ersten Nachthälfte schienen Winde aus E zu überwiegen, in der zweiten Nachthälfte dagegen entgegengesetzt gerichtete Winde. Bei Tag beobachtete man praktisch keine Fluktuationen, daher war ein Erkennen von Winden um diese Zeit unmöglich.

Während der ersten Nachthälfte der Sommermonate wurden nur ganz selten Windgeschwindigkeiten über 130 m/sec beobachtet. In den Wintermonaten liegt das Häufigkeitsmaximum zwischen 100 und 300 m/sec.

Nach C. G. Little and A. Maxwell [*19*] kommen in verschiedenen Breiten Winde verschiedener Richtungen und verschiedener Geschwindigkeiten vor.

Aus den radioastronomischen Beobachtungen können keine Höhenangaben über die Inhomogenitäten gemacht werden. A. Hewish [*16*] zog zu diesem Zweck ionosphärische Beobachtungen heran. So beobachtete er starke Schwankungen der galaktischen Strahlung während gleichzeitig 2,4 MHz-Echos aus der *F*-Schicht keinerlei Fading erkennen ließen. Daraus mußte er schließen, daß die Störungen der *F*-Schicht sich über dem Reflexionsniveau der 2.4 MHz-Welle befunden haben müssen.

In diesem Zusammenhang sind auch die Ergebnisse von F. G. Smith [*20*] zu erwähnen. Er schloß aus der Verschiebung der Meridiandurchgänge verschiedener Radiosterne auf den horizontalen Gradienten der Gesamtzahl der Ladungsträger in einem vertikalen Zylinder mit einer Flächeneinheit als Querschnitt. Der Autor errechnete, daß im Winter die Ladungsträgerverteilung in der *F*-Schicht mit guter Nähung einer Chapmanschen Schicht entspricht. Im Sommer dagegen müssen sich oberhalb des Schichtmaximums ungefähr zweimal soviele Elektronen befinden als darunter.

Diese letztere Beobachtung dürfte das Ergebnis von A. Hewish [*16*] insofern unterstützen, als Inhomogenitäten in der oberen Hälfte der *F*-Schicht zumindest nicht unwahrscheinlich sind und die gemessenen Geschwindigkeiten Höhen zwischen 300 und 400 km entsprechen. Diese Beobachtung bestätigt nun auch eine frühe Vermutung von L. V. Berkner, H. W. Wells und S. L. Seaton [*21*], wonach die Inhomogenitäten für das sogenannte G-scattering verantwortlich sind.

Die Ergebnisse der UKW-Beobachtungen sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Methode	Beobachtungsort	Windgeschwindigkeit (m/sec) und Richtung	Schicht bzw. Höhe (km)	Tagesgang	Turbulente Windgeschwindigkeit v_T Bemerkungen
(Meteore) Laufzeitmessung	Jodrell Bank, England [*12*]	25	80 bis 100		
	Jodrell Bank, England [*45*] Massachusetts, USA [*46*]	40	80 bis 100		
	Jodrell Bank, England [*14*]	30 bis 60	83 bis 90	Vor 1^{00} L. T. N → S, nach 2^{00} L. T. S → N	Windgradient 1 bis 10 m/sec pro km Höhe
Impulsamplitude	Jodrell Bank, England [*14*]				Aus Ampl. Schw. v_T 5 m/sec
Beobachtung des Dopplereffektes	Stanford, USA [*47*]	$v_{\perp} = 10$ $v_H = 50$	85 bis 120		$v_{\rightarrow NO}$ weniger $v_{\rightarrow SW}$; fast kein $v_{\rightarrow O}$ oder $v_{\rightarrow W}$; Höhenber. turb. Luftstr. mögl.
	Birmingham, England [*10*]	$v_{\perp} = 0$ $v_H = 70$ oberhalb 80 km Höhe	70 bis 100	Halbtägige Periode oberhalb 80 km mit 30 m/sec Ampl. entg. Uhrzeigersinn, darunter im Uhrzeigersinn	Phase oberhalb 80 km Höhe stimmt überein mit Stromphase für Erdmagnetf.-Schw.
(Radioastr.) Phase und Ampl.	Cambridge, England [*16*]	100 bis 300 85% aller Beob. W	400		In 50 bis 100 km N—S-Abstand entg. ger. Winde möglich; v prop. K in F-Schicht; Beob. in der zweiten Nachthälfte
	Jodrell Bank, England [*19, 49, 50*]	120 E in 53° N 70 E in 60° N	F_2	Zwei Beob. mit Richtungsänderung um 140° um Mitternacht	Beob. in der ersten Nachthälfte; Flukt. prop. K
Einfallswinkelmessung	Cambridge, England [*20*]				In F Chapmanvert. im Winter; im Sommer oberhalb Schichtmax. zweimal soviel Elektr. wie im Winter

b) Kurzwellenbeobachtungen.

Die radioastronomischen Untersuchungsmethoden müssen sich nach den Gegebenheiten der galaktischen Strahlungsquellen richten. Der große Vorteil der Kurzwellenbeobachtungen hingegen ist, daß für sie auch auf der Senderseite Variationsmöglichkeiten zur Verfügung stehen. Die auszustrahlende Energie kann beinahe beliebig erhöht und in Impulse aufgeteilt werden, wodurch außerdem eine Verminderung der Störanfälligkeit erzielt wird. Auch auf diese Impulse können dann Amplituden-, Phasen- und Einfallswinkelmessungen wie jene der Radioastronomie angewendet werden. Diese Messungen finden außerdem eine wertvolle Ergänzung durch die Möglichkeit, die Laufzeit der Impulse oder den scheinbaren Abstand der Reflexionsstelle vom Beobachtungsort zu messen. Von nicht zu unterschätzendem Vorteil ist weiter, daß man in der Frequenzwahl frei ist und ganz nach Zweckmäßigkeit vorgehen kann.

Gerade in Anbetracht der geringen Störanfälligkeit und des allgemein hohen Störpegels im Kurzwellengebiet werden fast alle Untersuchungen über Winde und turbulente Luftströmungen in der hohen Atmosphäre jetzt nur noch mit impulsmodulierter Strahlung durchgeführt. Reine Laufzeitmessungen gehören zu den ersten Untersuchungsmethoden der Ionosphärenforschung. Schon früh glaubte man, aus gleichzeitigen Registrierungen einer und derselben Strahlungsquelle an verschiedenen Beobachtungsorten schließen zu müssen, daß in der Ionosphäre Winde auftreten. Die betreffenden Aufnahmen der verschiedenen Stationen waren nämlich einander sehr ähnlich und schienen nur zeitlich etwas gegeneinander versetzt zu sein, ähnlich wie in Abb. 2. So errechneten 1949 W. Dieminger, G. Goubau und J. Zenneck [*22*] eine Windgeschwindigkeit von E_s-Wolken von 1100 m sec. Die beiden Beobachtungspunkte in der Ionosphäre waren 2,7 km voneinander entfernt.

Es ist sehr wohl möglich, daß auch die Ionisierungsursache der E_s-Wolken eine Eigengeschwindigkeit besitzt und gleichsam wie ein Pinsel über die Ionosphäre hinwegstreicht. Sie könnte so, zumindest teilweise, zu den scheinbar so hohen Zuggeschwindigkeiten beigetragen haben. An dieser mangelnden Eindeutigkeit kranken eigentlich alle E_s-Kurzwellenbeobachtungen.

Auch die gleich hohen Zuggeschwindigkeiten der E_s-Wolken nach H. R. Mimno [*23*] aus dem Jahre 1937 können wahrscheinlich nicht anders bewertet werden. H. R. Mimno [*23*] bestimmte die Zuggeschwindigkeit intensiver E_s-Wolken aus der Zeitdifferenz ihrer ersten Beobachtungen an zwei 60 km voneinander entfernten Stationen.

Zu diesen Einzelbeobachtungen wurden in den letzten Jahren von G. H. Munro [*24*] in Australien systematische ganztägige Messungen im E- und F-Schichtgebiet beigetragen. Er [*24, 48*] suchte sich aus den ganztägig anfallenden Feldstärkeregistrierungen auf 5,8 MHz dreier Beobachtungsstationen alle jene Aufnahmen aus, die mit kleinen zeitlichen Unterschieden in den entsprechenden Reflexionsniveaus (tagsüber F- und E_s-Schicht-Beobachtungen) gleiche Besonderheiten erkennen lassen.

Vielleicht darf hier noch einmal darauf hingewiesen werden, daß nach H. G. Booker etc. [*15*] G. H. Munro nur die Bewegung ganz großer Störungsstellen in den verschiedenen Schichten verfolgen konnte, d. h. solcher, deren Durchmesser in der Größenordnung der Basislänge war, nämlich von ungefähr 40 km oder größer.

G. H. Munro [*24*] erhielt eine mittlere, vorwiegend ostwärts gerichtete Windgeschwindigkeit in der F-Schicht von 150 m/sec für die Mittagsstunden. Für die E_s-Schicht machte er keine Angaben, er deutete lediglich an, daß sie von jener der F-Schicht verschieden sei, daß die eventuelle Windrichtung aber bei Tag eine andere als des Nachts sei. Eine regelmäßige tageszeitliche Änderung der Windrichtung wurde jedenfalls von ihm nicht mitgeteilt, es wurde jedoch von einem jahreszeitlichen Effekt mit plötzlicher Windrichtungsänderung in den Äquinoktien berichtet. Die durchschnittliche Größe der beobachteten Störungsstellen gibt er im Durchmesser mit 400 km an. W. J. G. Beynon [*25*] wählte als Basislänge für die gegenseitige Entfernung seiner drei Stationen ungefähr 200 km und wertete das aus Fernübertragungsversuchen anfallende Material im beschriebenen Sinne aus. Er errechnete in der F_2-Schicht eine etwas kleinere mittlere Windgeschwindigkeit als G. H. Munro [*24*], nämlich 70 bis 100 m sec. Werte um 1000 m/sec beobachtete er selten.

Über ähnliche Untersuchungen berichtete N. C. Gerson [*26*] auf der U. R. S. I.-Konferenz in Sydney 1952. Er verfolgte einmal im Juni 1952 das Wachstum einer E_s-Wolke bis zu einer Ausdehnung von 10^6 km^2 und auch die Zuggeschwindigkeit des Zentrums der Wolke; dafür erhielt er 30 m/sec, bei einer zweiten Wolke 80 m/sec.

Alle diese Großbasis-Laufzeituntersuchungen liefern zweifelsohne sehr schöne bestätigende Ergebnisse über das Vorhandensein linearer Luftströmungen in der Ionosphäre. Die zum Teil sehr gute Übereinstimmung der Resultate scheint aber auch auf eine sorgfältige Auswahl des Beobachtungsmateriales zurückzuführen zu sein. Da während 5 bzw. 25 Minuten Laufzeit der Störungen von Beobachtungsstation zu Station aber auch noch mancherlei andere Erscheinungen in der Ionosphäre sich ereignen können, sind diesen Großbasisuntersuchungen daher Kleinbasisbeobachtungen mit einem gegenseitigen Abstand der Beobachtungsstationen von ungefähr 200 m vorzuziehen. Von den hier denkbaren Beobachtungsmethoden schieden aber die Verfahren zur laufenden Ortung irgendwelcher Störstellen in der Ionosphäre aus, und zwar aus folgendem Grund: Die maximalen Ladungsträgerdichten der Störstellen sind nur wenig größer als die der Umgebung, so daß die elektrischen Ortungssignale in der Umgebung der Störstellen unkontrollierbar stark verzögert werden würden, bevor sie überhaupt die Wolken erreichen können. Es ist auch der Ausbreitungsweg der Zeichen in der Ionosphäre im allgemeinen nicht geradlinig. So wäre es unmöglich, registrierte Laufzeitänderungen eindeutig mit der tatsächlichen Geschwindigkeit der Wolken in Beziehung zu bringen und auf diese Weise Windgeschwindigkeitsbestimmungen mittels Kurzwellen durch laufende

Ortung von Störstellen in der Ionosphäre durchzuführen, ähnlich der Ortungstechnik in der Meteorbeobachtung.

Bei der Besprechung der übrigen Beobachtungsmethoden beginnen wir mit den (Impuls-)Amplitudenbeobachtungen.

J. L. Pawsey [27] berichtete 1935, daß er ein einziges Mal von zwei Empfängern, welche 170 m voneinander entfernt aufgestellt waren, zwei gleiche, um 1 sec gegeneinander verschobene Fading-Registrierungen

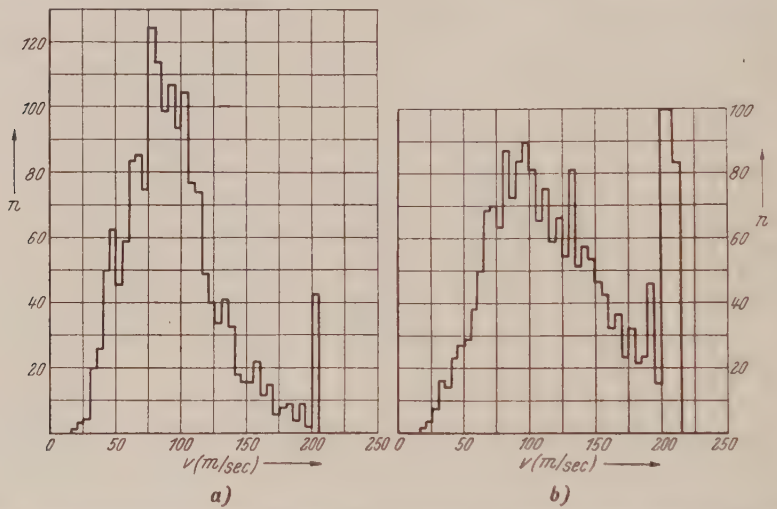


Abb. 3. *a* Geschwindigkeitsverteilung für die *E*-Schicht; *b* Geschwindigkeitsverteilung für die *F*-Schicht (nach J. Krautkrämer [28]).

erhalten habe. Er deutete diese Beobachtung ursächlich als Ionosphärenwind und gab als Geschwindigkeit hierfür 85 m/sec an.

Die ersten systematischen Untersuchungen in dieser Richtung wurden jedoch erst von J. Krautkrämer [28] von August bis Oktober 1942 durchgeführt. Ihm folgten 1948 S. N. Mitra [29], J. H. Chapman [30] und J. A. Harvey [31]. Allen diesen Beobachtungen war die Versuchsanordnung gemeinsam: Die Empfänger wurden in den Ecken eines rechtwinkligen Dreiecks von 70 bis 200 m Seitenlänge aufgestellt, ein oder zwei Impulssender wurden den Empfängern beigegeben. Die Beobachtungsfrequenzen richteten sich nach den Grenzfrequenzen der unteren Schichten, über denen beobachtet werden sollte. Sie lagen im Durchschnitt zwischen 2 und 8 MHz. Die Impulslänge lag bei ungefähr 200 μsec. Um die zu registrierenden Amplitudenschwankungen von Polarisationsschwankungen freizuhalten, waren entweder die Empfangsantennen oder die Senderantennen polarisiert. Bei Tagesbeobachtungen konnte man auf diesen technischen Aufwand verzichten, falls man die Beobachtungsfrequenz kleiner als 4 MHz wählte. Bei solchen Frequenzen wird nämlich die außerordentliche Komponente viel stärker absorbiert als die ordentliche, so daß sie gegen jene vernachlässigt werden kann.

Nach H. G. Booker etc. [*15*] können auch hier nur solche Registrierungen ausgewertet werden, die in ihrem Verlauf sich vollkommen ähneln und nur zeitlich gegeneinander verschoben zu sein scheinen. Die aus der zeitlichen Versetzung und dem gegenseitigen Abstand der Empfänger errechneten Geschwindigkeiten des Beugungsbildes entsprechen dann der doppelten Zuggeschwindigkeit der entsprechenden Inhomogenitäten in der Ionosphäre. Das Beugungsbild entsteht ja hier durch Rückstreuung der Senderstrahlung und nicht durch Vorwärtsstreuung wie in der Radioastronomie.

Abb. 3 stellt zwei Häufigkeitsverteilungen dar. Darin sind die gemessenen Windgeschwindigkeiten in der E_s-Schicht bzw. F-Schicht gegen die Anzahl der jeweiligen Beobachtungen aufgetragen. Die Häufigkeitsmaxima liegen bei 80 $\pm$ 25 m sec für die E_s-Schicht und bei 100 $\pm$ $\pm$ 50 m/sec für die F-Schicht. S. N. Mitra [*29*] fand 50 $\pm$ 30 m/sec als häufigste Werte in der normalen E-Schicht. J. H. Chapman [*30*] erhielt dagegen aus einer einjährigen Beobachtungsreihe mit drei Beobachtungstagen pro Monat und insgesamt 500 Messungen, davon je zur Hälfte für die E-Schicht und F-Schicht, ungefähr dieselbe Verteilung wie J. Krautkrämer. Eine Ausnahme bildete allerdings das zweite Häufigkeitsmaximum Krautkrämers bei 200 m sec. J. H. Chapman und auch J. A. Harvey [*31*] erhielten als häufigste Zuggeschwindigkeit der E_s-Wolken 50 m/sec, für die F-Schicht dagegen den doppelten Wert, also 100 m/sec, abweichend von Krautkrämer und Mitra.

Hinsichtlich der Zugrichtung geben wohl die Untersuchungen J. H. Chapmans [*30*] den besten Aufschluß. J. Krautkrämer findet aus einer Häufigkeitsbetrachtung seiner insgesamt 1977 Meßwerte der F_2-Schicht keine Bevorzugung irgendeiner Richtung. Als bevorzugte Zugrichtung der E_s-Wolken ergaben 1688 Beobachtungen die nach SSW. Eine ostwärts gerichtete Komponente wurde von ihm nicht gefunden. J. H. Chapmans [*30*] ganzjährige Beobachtungsreihe läßt dagegen eine schwache Ostkomponente erkennen. Ihr sind Gezeitenwinde in der E-Schicht überlagert, und zwar ein solarer und ein lunarer. Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen verifizierten die überzufällige Realität dieses Ergebnisses der E-Schicht-Windmessungen.

Zahlenmäßig erhielt J. H. Chapman für die nach Nord bzw. Ost gerichteten Geschwindigkeitskomponenten des solaren Gezeitenwindes der E-Schicht:

$$[v_{\rightarrow \mathrm{N}}]_S = 34 \cdot \sin (2\,t - 10°) \text{ (m/sec)},$$
$$[v_{\rightarrow \mathrm{E}}]_S = 23 \cdot \sin (2\,t - 87°) \text{ (m/sec)},$$

wobei t der solare Sonnenstandswinkel ist.

Von den 250 Beobachtungen für die E-Schicht subtrahierte J. H. Chapman diesen mittleren solaren Gezeitengang und erhielt einen tageszeitlichen Gang der so reduzierten Geschwindigkeitskomponenten mit 12 Mondstunden als Periodendauer, aber nur für den Bereich der E-Schicht. Der so gefundene lunare ionosphärische Gezeitenwind ließ sich analytisch folgendermaßen ausdrücken:

$$[v_{\rightarrow N}]_M = 24 \cdot \sin(2\tau + 3°) \quad \text{(m/sec)},$$
$$[v_{\rightarrow E}]_M = 21 \cdot \sin(2\tau - 106°) \quad \text{(m/sec)}.$$

Dabei bedeutet τ den lokalen Mondstandswinkel.

Wie schon erwähnt, ließen die F-Schicht-Beobachtungen keine Gezeiten erkennen. Damit ist aber noch nicht gesagt, daß in der F-Schicht tat-

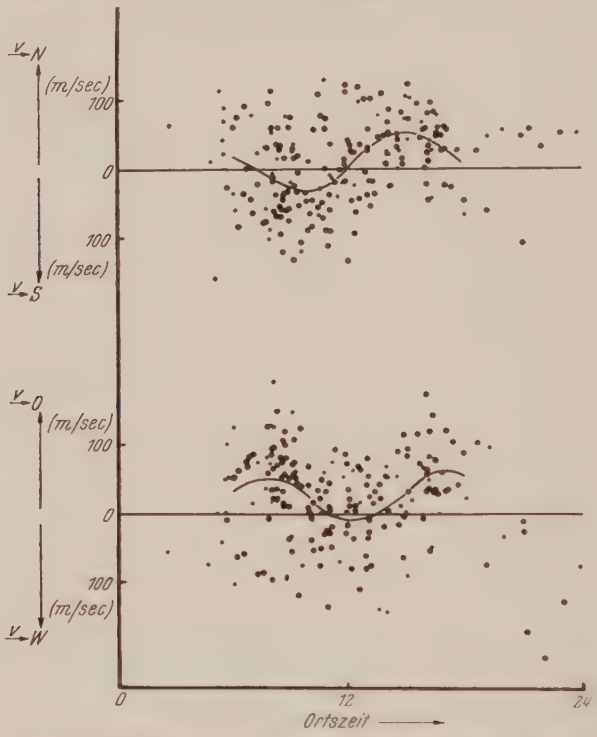


Abb. 4. Streudiagramm der Geschwindigkeitskomponenten in der E-Schicht; der Kurvenzug entspricht den stündlichen Mittelwerten (nach J. H. Chapman [30]).

sächlich keine Gezeiten wirksam sind. Nach J. H. Chapman [30] muß vor einer endgültigen Entscheidung noch viel mehr Beobachtungsmaterial zusammengetragen werden.

Über einen tageszeitlichen und jahreszeitlichen Gang der Windgeschwindigkeiten im Bereich der normalen E-Schicht konnte auch R. Greenstone [41] berichten. Die Diskrepanz zwischen den „Geschwindigkeiten" der Störungsstellen in der normalen E-Schicht und der E_s-Schicht — zweites Häufigkeitsmaximum bei J. Krautkrämer [28] — dürfte in J. H. Chapmans Bemerkung ihre Erklärung finden: Gelegentliche Echos aus der sporadischen E_s-Schicht ließen so gut wie immer eine hohe Driftgeschwindigkeit erkennen. Demnach sind wahrscheinlich diese hohen Geschwindigkeiten durch jene der Ionisierungs*ursache* vorgetäuscht.

Die Radioastronomen hatten gefunden, daß mit zunehmender Störung des erdmagnetischen Feldes die Geschwindigkeit der Störungsstellen in der F-Schicht zunimmt. Diesen linearen Zusammenhang konnte J. H. Chapman [*30*] für die F-Schicht bestätigen. In der E-Schicht scheint dieser Zusammenhang erst für K-Werte größer als 4 zu bestehen.

Dieser lineare Zusammenhang dürfte bedeuten, daß erst kräftige Störungen die E-Schicht in Mitleidenschaft zu ziehen vermögen. Diese Entdeckung J. H. Chapmans [*30*] bedarf allerdings noch weiterer Untermauerung.

Über den Durchmesser l der Inhomogenitäten in den verschiedenen Schichten und die Streucharakteristik dieser Wolken bringen B. H. Briggs und G. J. Phillips [*32*] Häufigkeitsdarstellungen (s. Abb. 5). l wird von ihnen als Abstand zweier Punkte am Erdboden definiert, für die der Autokorrelationskoeffizient der Feldverteilung über dem Erdboden zu einem festen Zeitpunkt $= = {}^1/_2$ ist.

Bei Vorhandensein eines vorwiegend linearen Ionosphärenwindes ist aber auch $l = v\,T$, wobei v die Windgeschwindigkeit und T das Zeitintervall bedeutet, für welches der Autokorrelationskoeffizient einer ortsfesten Feldstärkeregistrierung ${}^1/_2$ beträgt.

Die maximale Häufigkeit liegt bei $l = 200$ m und zwar sowohl für die E- als auch für die F-Schicht. Die sporadische E_s-Schicht hat ein sehr flaches Häufigkeitsmaximum. Eine ähnliche Feststellung muß man für die F-Schicht treffen für Beobachtungsfrequenzen um 4,8 MHz. Die Angaben für l größer als 400 m sind unsicher. Aus diesem Grunde kann nicht von einem Widerspruch mit den radioastronomischen Beobachtungen mit $l \sim 2000$ m für die F-Schicht gesprochen werden.

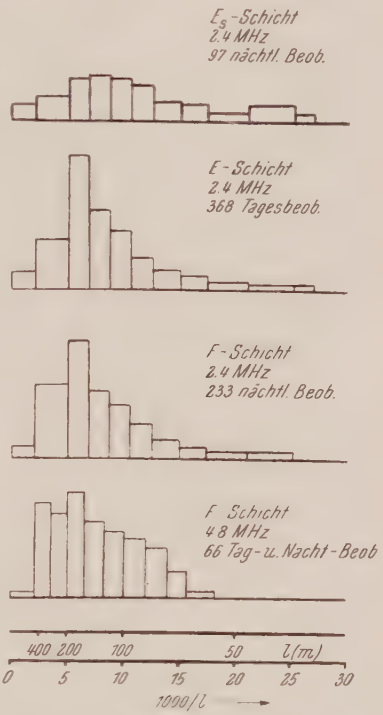


Abb. 5. Häufigkeitsdarstellungen der Durchmesser der Streuzentren in der E_s-, E- und F-Schicht, beobachtet auf 125 m bzw. 62,5 m Wellenlänge (nach B. H. Briggs and G. J. Phillips [*32*]).

Ganz ähnlich fanden dieselben Autoren, daß die Streucharakteristiken der Elektronenwolken der normalen E-Schicht und der F-Schicht, bei einer Beobachtungsfrequenz von 2,4 MHz, eine Halbwertsbreite von $\pm 5°$ besitzen; für die F-Schicht und 4,8 MHz Beobachtungsfrequenz beträgt derselbe Wert nur noch $\pm 2{,}5°$. Die E_s-Wolken besitzen nur ein ganz flaches Maximum mit einer Halbwertsbreite von ungefähr $\pm 15°$.

Tabelle 3. *Kurzwellenbeobachtungen.*

Methode	Beobachtungsort	Windgeschwindigkeit v (m/sec) und Richtung	Schicht bzw. Höhe (km)	Tagesgang	Jahresgang	Turbulente Windgeschwindigkeit v_T Bemerkungen (⌀ = Durchmesser der Störstelle)
Laufzeitmessung (Großbasis)	Kochel, Deutschland [22]	1100	F			⌀ sowohl kleiner 1 km als auch größer 5,9 km
	Australien [24, 48]	100 bis 200, W	F	E-Windr. tags andere als nachts	Plötzl. Richtungsänderung bei Äquinokt. f. F_2	⌀ 400 km, Windr. in E anders als in F
	Slough, Engl. [25]	70 bis 100 einmal 1000,	F	Gelegentliche Änderung		
	Slough, Engl. [51]	30 bis 350, W	?			
	Pennsylvania [26]	50 bis 65	E_s			Untersuchung über Wachstum von E_s-Wolken
Impulsamplitude (Kleinbasis)	Cambridge, England [27]	85				Eine einzige Beobachtung
	Köln [28]	60, NNE	E_s			In F Geschw. über 200 m/sec häufiger als in E_s-Schicht
		80, SE	E_s			
		90	F_2			
	Cambridge, England [29, 36]	50, SE	E	Anz. für halbt.		Wind wahrscheinlich nur in E; $v_T = 2$ bis 3 m/sec in E
		50, SE	F	Änderung der Richtung bei const. v		
	Ottawa [30]	80	E	Solare und lunare Gezeiten in E; Ampl. 35 bzw. 25 m/sec;		
		100	F	keine Gezeiten in F, wahrscheinlich zu wenig Werte		
	Australien [31]	$v_{E_s} = {}^1/_2\, v_{F_2}$	E_s, F_2			Zugr. in F verschieden von E
	Washington [41]	50 bis 70	E	Syst. tagesz. Gang	Jahresz. Gang	
	Cambridge, England [35]					$v_T = 3$ m/sec in E
Phasenmessung	Cambridge, England [33, 34]	30 bis 110	95 bis 110			$v_T = 0{,}5$ m/sec in E
Einzelamplituden-	Cambridge, England [32]			Kein tägl. Gang der E_s-Streu-	Kein jahresz. Gang der E_s-	⌀ für E- und F-Wolken ~ 200 m

Tabelle 4. *Längstwellenbeobachtungen.*

Methode	Autor	Beobachtungsort	Beobachtungszeit	Windgeschwindigkeit (m/sec)	Schicht bzw. Höhe (km)	Tagesgang	Jahresgang	Turbulente Windgeschwindigkeit v_T Bemerkungen
Phasenmessung	K. Weekes [37] (100 kHz)	Cambridge, England	(1947/48)		D			$v_T = 1$ m/sec in D-Schicht
Amplituden- und Phasenmessung	R. N. Bracewell 30 u. 16 kHz [38]	Cambridge, England	(1947/48)		D			$v_T = 1$ m/sec in D-Schicht
	G. H. Millman (150 kHz) [42]	Pennsylvania, USA	1951	20 bis 300 m/sec	D	wahrscheinlich	wahrscheinlich	$v_T = 7$ m/sec in D-Schicht

Diese letzteren Angaben über die Streucharakteristik können nur als orientierende Werte angesehen werden, da sie nur in grober Näherung bestimmt sind.

J. W. Findlay [*33, 34*] verfolgte in einer dreijährigen Beobachtungsreihe die Bewegungen von Elektronenwolken am unteren Rand der normalen *E*-Schicht (110 Beobachtungen). Zu diesem Zweck registrierte er die Phasenänderung der Echos von diesen Wolken. Der Vorteil dieser Methode ist die große Genauigkeit in der Höhenbestimmung der Wolken; der Autor fand Höhen dieser Wolken zwischen 95 und 110 km. Die gemessenen Geschwindigkeiten lagen bei gleichmäßiger Häufigkeitsverteilung zwischen 30 und 110 m/sec. Über die Ausdehnung der Wolken kann trotz des linearen Zusammenhanges zwischen Geschwindigkeit und Echodauer keine Angabe gemacht werden. Der Autor konnte nur sagen, daß längs eines Weges der Wolken von 20 km Echos von diesen registriert werden konnten.

In Tabelle 3 sind die Ergebnisse der bisherigen Kurzwellenbeobachtungen zusammengefaßt.

c) Längstwellenbeobachtungen.

Die Längstwellen werden in den untersten Bereichen der Ionosphäre reflektiert. Es wäre natürlich auch in diesem Frequenzbereich interessant, drei gleiche Amplitudenmessungen zur Bestimmung von Winden am unteren Rand der Ionosphäre auszuwerten. Angesichts des großen experimentellen Aufwandes aber hat man bisher offensichtlich darauf verzichtet, entsprechende Untersuchungen anzustellen. Es gibt daher nur Längstwellenregistrierungen mit einem Empfänger. J. A. Ratcliffe [*35*] zeigte, daß diese auf das Vor-

handensein turbulenter Luftströmungen in der Ionosphäre ausgewertet werden können (s. Abschnitt III).

Die Ergebnisse dieser Turbulenzbestimmung sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

III. Die Bestimmung turbulenter Luftströmungen in der Atmosphäre.

Wie schon zu Eingang des vorstehenden Abschnittes erwähnt wurde, ähneln sich die Amplitudenmessungen der drei Registrieranlagen nicht

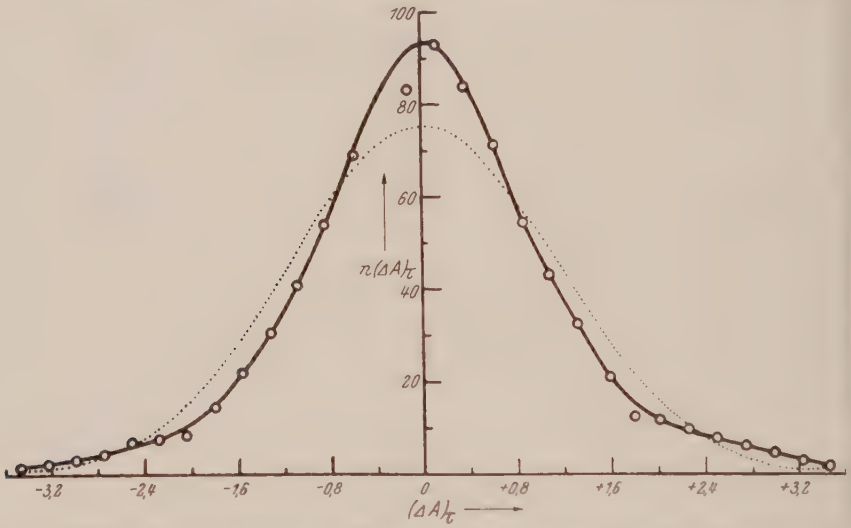


Abb. 6. Häufigkeitsdarstellungen der Amplitudenänderungen $(\Delta A)_\tau$ einer in gleiche Zeitintervalle (τ) eingeteilten Amplitudenregistrierung (ausgezogene Kurve). Der punktierte Kurvenzug entspricht einer Gauß-Kurve (nach S. N. Mitra [36]).

immer. Dies trifft nach J. Krautkrämer [28] nur bei etwa 30% aller Aufnahmen zu bzw. in 50% der Beobachtungen J. H. Chapmans [30]. Diese bessere Ausbeute mag vielleicht dem größeren technischen Aufwand zur Beseitigung eines eventuellen Polarisationsschwundes zu danken sein.

J. A. Ratcliffe [35] untersuchte den anderen Extremfall vollkommener Verschiedenheit. Er glaubte, daß diese Aufnahmen ihr Aussehen turbulenten Luftströmungen in der hohen Atmosphäre zu verdanken hätten. Um überhaupt zu einem Ansatz zu kommen, nahm er an, alle Streuzentren seien unter sich, auch elektrisch, gleich und sie bewegten sich voneinander völlig unabhängig auf und ab. Die Quadrate dieser vertikalen Geschwindigkeitskomponenten sollten eine Gaußsche Verteilung besitzen. Die Berechtigung zu dieser groben Näherung konnte wohl nur durch ein positives Ergebnis gerechtfertigt werden. Dank dieser Annahme wurde das Turbulenzproblem analog demjenigen des thermischen Widerstandsrauschens in Empfängern mit bestimmten Eingangsband-

filtern und die für dieses gültige Lösung konnte dann auch hier übernommen werden. Die Ratcliffsche Methode scheint die tatsächlichen Verhältnisse recht gut zu treffen. Nach den Voraussetzungen müßten nämlich die Amplitudenänderungen in den winzigen Zeitintervallen einer Gaußschen Häufigkeitsverteilung entsprechen (punktierte Linie in Abb. 6).

S. N. Mitra [*36*] erhielt den ausgezogenen Kurvenzug. Die Übereinstimmung ist also recht gut. Sie erklärt auch die Einheitlichkeit der errechneten mittleren Geschwindigkeitsquadrate v_0^2 in den verschiedenen Wellenlängenbereichen. Die Amplitudenbeobachtungen S. N. Mitras [*36*] ergaben bei $f = 4{,}0$ MHz v_0 zu 2 bis 3 m/sec für die *E*- und *F*-Echos. J. W. Findlay [*33*] errechnete aus seinen Phasenmessungen mit $f = 2{,}0$ MHz v_0 zu 0,5 m/sec. J. A. Ratcliffe [*35*] erhielt aus den Phasenregistrierungen von K. Weekes [*37*] mit $f = 100$ kHz für v_0 den Wert 1 m/sec und aus den Amplituden- und Phasenregistrierungen R. N. Bracewells [*38*] im 30- bzw. 16-kHz-Band denselben Wert, nämlich 1 m/sec.

Von diesen Autoren hatte nur S. N. Mitra [*36*] auch die *F*-Schicht untersucht. Er hatte, wie schon erwähnt, für die *F*-Schicht denselben Wert gefunden wie für die *E*-Schicht, und zwar aus rasch aufeinanderfolgenden *E*- und *F*-Echos. Darum hielt er es für wahrscheinlich, daß eine gemeinsame Ursache für diese Übereinstimmung verantwortlich sei, und vermutete ihren Sitz unterhalb des *E*-Reflexionsniveaus. Hierzu ist aber zu sagen, daß die Formeln von J. Ratcliffe [*35*] nur für den Fall der Rückwärtsstreuung erhalten wurden, d. h. daß die Übereinstimmung keine tatsächliche zu sein braucht. In diesem Zusammenhang scheint ein Hinweis von C. D. Ellyett [*13*] bedeutungsvoll zu sein.

Tabelle 5.

Methode	Autor	Fading-Periodendauer	72 MHz äquivalente Fading-Periodendauer	
			kurz	lang
Ionosphärenbeobachtungen.				
Amplitudenregistrierungen	Ratcliffe (1949)	5/min bei 3 MHz (Mittelwert aus streuenden Werten)		0,7 sec
Phasenregistrierungen	Findlay (1949)	1/sec bei 2,4 MHz	0,03 sec	
Phasen- und Amplitudenregistrierungen	Bracewell (1948)	0,2/min bei 16 kHz 0,67/h bei 16 kHz	0,07 sec	1,2 sec
Meteorschweifbeobachtungen.				
Amplitudenschwankungen	Greenhow (1950)	0,04 sec bei 72 MHz 0,09 sec bei 36 MHz	0,04 sec 0,04 sec	
Fading längerer Periodendauer	Greenhow (1950)	1,0 sec bei 36 MHz		0,5 sec
Amplitudenschwankungen	McKinley and Millman (1949)	5 bis 10/sec bei 32,7 MHz	0,09 bis 0,05 sec	

Nach Tabelle 5 ist die mittlere Periodendauer der Amplitudenschwankungen umgekehrt proportional der Beobachtungsfrequenz und zwar in Übereinstimmung mit der Turbulenztheorie von J. A. Ratcliffe [*35*]. Diese Proportionalität gilt offenbar für die Frequenzbereiche der Meteorbeobachtung (30 bis 80 MHz), für die Frequenzen der Ionosphärenbeobachtung (2 bis 8 MHz) und auch für die Längstwellen (16 bis 100 kHz). Demnach dürfte nach C. D. Ellyett [*13*] die Ionisierungsursache dieser Streuzentren meteorischen Ursprungs sein.

Es ist selbstverständlich, daß in allen Registrierungen auch noch andersperiodige Schwankungen von nicht zu vernachlässigender Häufigkeit vorkamen, z. B. die kurzperiodigen Schwankungen in den Längstwellenregistrierungen, die von einigen Sekunden bis Minuten Dauer sind. Wenn man keine weiteren Störungsursachen annehmen will, dürfte es nicht unwahrscheinlich sein, daß diese Schwankungen ihre Ursache in Feinstrukturänderungen der Streuzentren habe. Die H. G. Bookerschen Überlegungen [*15*] und die Ableitungen J. A. Ratcliffes [*35*] gelten ja nur für Strukturfeinheiten, die größer als die Wellenlänge der auftretenden Strahlung sind.

Befinden sich die Streuzentren innerhalb einer mehr oder weniger homogenen Schicht mit $\varepsilon < 1$, dann müssen die Abmessungen größer als $\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}}$ sein; wobei λ_0 die Vakuumwellenlänge der elektromagnetischen Strahlung bedeutet. Dementsprechend ist auch die tatsächliche Geschwindigkeit der Streuzentren größer als jene des Beugungsbildes am Erdboden.

IV. Zusammenfassung.

Das Vorkommen von vorwiegend horizontalen linearen Luftströmungen in der Ionosphäre konnte durch direkte, visuelle und indirekte elektrische Beobachtungen verifiziert werden. Das Häufigkeitsmaximum der gemessenen Windgeschwindigkeiten liegt für den Höhenbereich von 80 bis 120 km bei 60 m/sec und für den Bereich der *F*-Schicht (200 bis 350 km Höhe) bei 100 m/sec.

Die gemessenen Windrichtungen ergeben kein einheitliches Bild.

Die Streuung der Beobachtungen bis zu einigen $100^0{}_0$ macht es wahrscheinlich, daß Windrichtung und Geschwindigkeit sowohl von der Tages- und Jahreszeit als auch von der geographischen Breite und Höhe abhängig sind. Für die *F*-Schicht gilt im besonderen, daß die Wanderungsgeschwindigkeit der Streuzentren der erdmagnetischen Charakterzahl proportional ist. Die Größe dieser Streuzentren ist jedoch von der Intensität der erdmagnetischen Störung unabhängig und auch sonst annähernd konstant.

Diesen linearen Luftströmungen in der Ionosphäre ist eine mehr oder weniger turbulente Luftströmung überlagert. Die direkten und indirekten Beobachtungen verifizieren diese Feststellung für den Höhenbereich zwischen 80 und 120 km. Sie konnten aber nichts über die diesbezüglichen Verhältnisse in der *F*-Schicht aussagen. Die Wurzel aus

dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat aller Geschwindigkeitskomponenten in Beobachtungsrichtung wird mit ungefähr 2 m/sec angegeben.

Das Vorhandensein solarer und lunarer Gezeiten im Bereich der *E*-Schicht mit einer Geschwindigkeitsamplitude von 35 bzw. 25 m sec darf wohl als gesichert gelten. Die diesbezüglichen Untersuchungen für den Bereich der *F*-Schicht sind noch zu spärlich.

Es ist noch unsicher, ob in ungefähr 70 km Höhe eine Windrichtungsumkehr der halbtageszeitlichen Gezeitengänge stattfindet oder nicht. Die durchschnittliche Größe der Streuzentren in der *E*-Schicht dürfte mit 200 m im Durchmesser anzunehmen sein, jene der *F*-Schicht mit 5 km.

Die bisherigen Beobachtungen waren mehr oder weniger Einzelbeobachtungen oder Beobachtungsreihen. Weitere Klärung kann von nun an wohl nur noch erzielt werden, wenn an möglichst vielen Punkten der Erde die Ionosphäre auch in dieser Hinsicht laufend überwacht wird. Dabei ist besonderer Wert auf genaue Höhenbestimmungen zu legen.

Theoretisch und auch experimentell bleibt aber noch zu prüfen, ob die Wanderung der elektrischen Störstellen in der Ionosphäre tatsächlich von einem Materietransport getragen wird oder nicht. Auf dem letzteren Standpunkt steht z. B. D. F. Martyn [*39*]. Erst dann dürfte es möglich sein, die ersten Versuche einer ursächlichen Erklärung der Luftströmungen in der Ionosphäre, welche auf einer Tagung der Royal Astronomical Society [*40*] gewagt worden sind, fortzusetzen.

Literaturverzeichnis.

1. Havens, R. J. and H. Spitz: Atmospheric winds at 200 km. U. R. S. I.: Xth. Gen. Ass. Sydney 1952 Doc. A. G. 1952. No. 184 Comm. III.
2. Bartels, J.: Geophysik. Heidelberg, 1944.
3. Hoffmeister, C.: Die Meteore. Leipzig, 1937.
4. Jesse, O.: Untersuchungen über die sogenannten leuchtenden Nachtwolken. Sitz.-Ber. Kgl. Preuß. Akad. Wiss. 1890 und 1891.
5. Störmer, C.: Height and velocity of luminous night-clouds observed in Norway 1932. University Observatory Oslo, Publ. Nr. 6 (1933). Measurements of luminous night-clouds in Norway 1933 and 1934. Astrophysica Norwegia 1, Nr. 3 (1935).
6. Vestine, E. H.: Noctilucent clouds. J. Roy. Astron. Soc. Canada, 1934.
7. Trowbridge, C. C.: The origin of luminous meteor trains. Popular Sci. Monthly, 1911.
8. Krogness, O. and E. Tönsberg: Geophys. Publ. 11 (1936), No. 8.
9. Herlofson, N.: The theory of meteor ionization. Phys. Soc. Rep. Prog. Phys. 11, 444—454 (1948).
10. Huxley, L. G. H.: Vortrag gehalten während der U. R. S. I. Xth. Gen. Ass. Sydney, 1952. Im Druck.
11. Ratcliffe, J. A.: On the ionosphere and wave propagation. U. R. S. I.: Xth. Gen. Ass. Sydney 1952 Doc. A. G. 1952, No. 114, Comm. III.
12. Prentice, J. P. M., A. C. B. Lovell and C. J. Banwell: Radio echo observations of meteors. Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 107, 155—163 (1947).
13. Ellyett, C. D.: The influence of high altitude winds on meteor trail ionization. Phil. Mag. 41, 694—700 (1950).

14. Greenhow, J. S.: A radio echo method for the investigation of atmospheric winds at altitudes of 80—100 km. J. Atm. Terr. Phys. **2**, 282—291 (1952).
15. Booker, H. G., J. A. Ratcliffe and D. H. Shinn: Diffraction from an irregular screen with applications to ionospheric problems. Phil. Trans. Roy. Soc. London A **242**, 579—609 (1950).
16. Hewish, A.: The diffraction of galactic radio waves as a method of investigating the irregular structure of the ionosphere. Proc. Roy. Soc. A **214**, 494—514 (1952).
17. Little, C. G. and A. Maxwell: Fluctuations in the intensity of radio waves from galactic sources. Phil. Mag. Ser. 7, **42**, 267—278 (1951).
18. — Scintillation of radio stars during aurorae and magnetic storms. J. Atm. Terr. Phys. **2**, 356—360 (1952).
19. Maxwell, A. and C. G. Little: A radio astronomical investigation of winds in the upper atmosphere. Nature **169**, 746 (1952).
20. Smith, F. G.: Ionospheric refraction of 81,5 Mc/s radio waves from radio stars. J. Atm. Terr. Phys. **2**, 350—355 (1952).
21. Berkner, L. V., H. W. Wells and S. L. Seaton: Ionospheric effects associates with magnetic disturbances. Terr. Magn. **44**, 283—311 (1939).
22. Dieminger, W., G. Goubau und J. Zenneck: Die Störungen der Ionosphäre. Hochfr. u. Elektroak. **44**, 2—17 (1934).
23. Mimno, H. R.: The physics of the ionosphere. Rev. mod. Phys. **9**, 1—43 (1937).
24. Munro, G. H.: Irregularities in ionospheric reflections. U. R. S. I.: Xth. Gen. Ass. Sydney 1952 Doc. A. G. 1952, No. 275, Comm. III.
25. Beynon, W. J. G.: Evidence of horizontal motion in region F_2 ionization. Nature **162**, 887 (1948).
26. Gerson, N. C.: Abnormal E-Region ionization. U. R. S. I.: Xth. Gen. Ass. Sydney 1952 Doc. A. G. 1952, No. 193, Comm. III.
27. Ratcliffe, J. A. and J. L. Pawsey: A study of the intensity variations of downcoming wireless waves. Proc. Cambridge Phil. Soc. **29**, 301—318 (1933).
28. Krautkrämer, J.: Über Wanderungserscheinungen rascher Feldstärkeschwankungen von Ionosphärenechos. A. E. Ü. **4**, 133—138 (1950).
29. Mitra, S. N.: A radio method of measuring winds in the ionosphere. Proc. Inst. El. Eng. **96**, 441—446 (1949).
30. Chapman, J. H.: A study of winds in the ionosphere by radio methods. Canadian J. Physics **31**, 120—131 (1953).
31. Harvey, J. A.: Movement of sporadic E patches in the ionosphere. U. R. S. I.: Xth. Gen. Ass. Sydney 1952 Doc. A. G. 1952, No. 298, Comm. III.
32. Briggs, B. H. and G. J. Phillips: A study of the horizontal irregularities of the ionosphere. Proc. Phys. Soc. B **63**, 907—923 (1950).
33. Findlay, J. W.: An investigation of sudden radio fadeouts on a frequency near 2 Mc/s. J. Atm. Terr. Phys. **1**, 367—375 (1951).
34. — Moving clouds in region E of the ionosphere. J. Atm. Terr. Phys. **3**, 73—78 (1953).
35. Ratcliffe, J. A.: Diffraction from the ionosphere and the fading of radios waves. Nature **162**, 9—11 (1948).
36. Mitra, S. N.: Statistical Analysis of fading of a single downcoming wave from the ionosphere. Proc. Inst. El. Eng. **96**, 505—507 (1949).

37. Weekes, K.: The ground interference pattern of very-low-frequency radio waves. Proc. Inst. Electr. Eng. **97**, Part III, 100—107 (1950).
38. Bracewell, R. N., s. Ratcliffe, J. A.: Diffraction from the ionosphere and the fading of radio waves. Nature **162**, 9—11 (1948).
39. Martyn, D. F.: Cellulor atmospheric waves in the ionosphere and troposphere. Proc. Roy. Soc. A **201**, 216—233 (1950).
40. Royal Astronomical Society, London: Winds and turbulence in the upper atmosphere. Nature **167**, 626 (1951).
41. Greenstone, R.: Systematic ionospheric winds. U. R. S. I.: Xth. Gen. Ass. Sydney 1952 Doc. A. G. 1952, No. 155.
42. Millman, G. H.: Ionospheric wind measurements at 150 kc/s. U. R. S. I.: Xth. Gen. Ass. Sydney 1952 Doc. A. G. 1952, No. 166, Comm. III.
43. Störmer, C.: Measurements of luminous night-clouds in Norway 1933 and 1934. Astrophysica Norwegica **1**, Nr. 3 (1935).
44. — The meteor train of March 24, 1935. Astrophysica Norwegica **3**, 117—138 (1939).
45. McKinley, D. W. R., P. M. Millman and S. C. D. Ellyett: The influence of high altitude winds on meteor ionization. Phil. Mag. **41**, 694—700 (1950).
46. Ligda, M. G. H.: Seasonal variations of high level wind directions studied by long enduring meteor trains. U. R. S. I.: Xth. Gen. Ass. Sydney 1952 Doc. A. G. 1952, No. 186, Comm. III.
47. Manning, L. A. and A. M. Peterson: Meteoric echo measurement of ionospheric drift and turbulence. U. R. S. I.: Xth. Gen. Ass. Sydney 1952 Doc. A. G. 1952, No. 168, Comm. III.
48. Munro, G. H.: Travelling disturbances in the ionosphere: Diurnal variation of direction. Nature **171**, 693—694 (1953).
49. Little, C. G. and A. Maxwell: Scintillation of radio stars during aurorae and magnetic storms. J. Atm. Terr. Phys. **2**, 356—360 (1952).
50. — Fluctuations in the intensity of radio waves from galactic sources. Phil. Mag. Ser. 7, **42**, 267—278 (1951).
51. Bramley, E. N., s. Royal Astronomical Society: Winds and turbulence in the upper atmosphere. Nature **167**, 626 (1951).

550.340

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien.)

Ableitung der Magnitudengleichung für die Erdbebenstationen Wien und Graz und allgemeine Bemerkungen zur Magnitudenberechnung.

Von

E. Trapp.

Zusammenfassung. Nach einer knappen Einführung in die Magnitudenberechnung wird über die Ableitung der Stationsgleichungen für Wien (12) und Graz (13) berichtet. Den Berechnungen lagen 158, bzw. 121 Erdbeben normaler Herdtiefe und von der „Größe" $M \geq 7{,}0$ zugrunde. Für beide Stationskonstanten wurde der gleiche Wert $C = -0{,}15$ gefunden. Die Tabelle 2 enthält 94 von beiden Stationen registrierte Erdbeben mit Angabe der Unterschiede $dM\ (= D)$ von Wien und Graz gegenüber den M-Werten von Pasadena.

Verschiedene Schwierigkeiten, die bei der Aufstellung der maximalen Horizontalamplitude auftauchen können, werden besprochen und an Hand eines Beispieles (Tabelle 3) dargelegt. Ferner wird angedeutet, daß das letzte Glied D der Magnitudengleichung definitionsmäßig „überlastet" ist und daß eine Aufteilung nach den wirklich individuellen Eigenschaften und den Gruppeneigenschaften des Einzelbebens notwendig wäre. Alle Erdbeben aus einer bestimmten Region tragen gemeinsame Merkmale, jedes einzelne hat dazu einen eigenen Habitus.

Summary. After a short introduction into the computation of magnitude we show the derivation of the respective equations for Vienna (12) and Graz (13). The basis of the computations were 158, 121 respectively, teleseisms of normal depth of focus and of the magnitude $M \geq 7.0$. The same value was found for both station constants, namely $C = -0.15$. Table 2 contains 94 earthquakes recorded at both stations, showing the differences $dM\ (= D)$ of Vienna and Graz, in comparison with the M-values of Pasadena.

Various difficulties that can arise by establishing the total horizontal amplitude, are considered and discussed by means of an example (Table 3). Further we find that the last term D of the equation of magnitude is "overcharged" according to the definition, and that a separation according to the really individual qualities and to the group qualities of each earthquake would be necessary. All earthquakes from a certain area have specified qualities, and in addition each one shows a special behaviour of its own.

Résumé. Après une introduction concise du calcul de magnitude on est informé sur les équations qui en découlent et qui sont valables pour les stations de Vienne [12] et de Graz [13]. Resp. 158 et 121 séismes d'une profondeur de foyer normale et de magnitude $M = 7{,}0$ forment la base de ces calculs. Une valeur identique $C = +0{,}15$ a été trouvée comme constante des deux stations. Le tableau 2 contient 94 séismes, enregistrés par les deux stations, avec indication des différences $dM\ (= D)$ de Vienne et de Graz vis-à-vis des valeurs M de Pasadena.

Di cases difficultés qui peuvent surgir en établissant l'amplitude horizontale maximum, sont lesurées et documentées par un exemple (tableau 3). En outre on trouve que le dernier coefficient D de l'équation est «surchargé» selon la définition. Une distribution d'après les variables qualités individuelles et d'après les qualités de groupe du séisme particulier serait nécessaire. Tous les séismes provenant d'une certaine région, ont des propriétés communes, de plus chacun a son caractère particulier.

C. F. Richter führte bekanntlich 1935 den Begriff der „Magnitudo" in die Seismometrie als eine neue mikroseismische Größe ein, die an Stelle der makroseismisch definierten „Intensität" treten sollte [1]. Die Magnitudo M eines Erdbebens basiert auf den Aufzeichnungen eines kurzperiodischen Torsionsseismometers der Bauart Wood-Anderson und ist definiert als Logarithmus der Maximalamplitude (in Mikron), mit welcher dieses Seismometer das Erdbeben in 100 km Entfernung aufzeichnen würde. Der Nullpunkt der M-Skala wird durch ein Standardbeben, das in 100 km mit 0,001 mm Amplitude aufgezeichnet wird, festgelegt. Auf Grund empirischer Daten hat Richter eine Tabelle zusammengestellt, welche die Logarithmen der Amplituden von Standardbeben in verschiedenen Entfernungen enthält. Der Logarithmus des Verhältnisses der aufgezeichneten Amplitude A' zu der des Standardbebens B' gleicher Entfernung ergibt die Magnitudo des registrierten Erdbebens, also ist

$$M = \log \frac{A'}{B'}. \tag{1}$$

Außerhalb Südkaliforniens wurde in der Folgezeit von der Magnitudo nur sehr wenig Gebrauch gemacht, vielleicht deshalb, weil die definitionsmäßige Bindung an das Seismometer von Wood-Anderson für die Verbreitung des Magnitudenbegriffes hinderlich war. Indessen haben Gutenberg und Richter in mehreren Publikationen, besonders in [2] und [3], verschiedene Zusammenhänge zwischen den seismischen Größen dargestellt und gezeigt, auf welche Weise jede Registrierstation, die nicht über derartige Seismometer verfügt, Magnitudenbestimmungen vornehmen kann. In ihren Arbeiten haben sie die Ausgang-gleichung (1) erweitert und die Nah-, Fern- und Tiefherdbeben getrennt behandelt. Zahlreiche M-Bestimmungen an Erdbeben, die von Pasadena und den übrigen südkalifornischen Stationen registriert wurden, führten zu neuen Erkenntnissen und zu Verbesserungen an schon vorliegenden M Werten. Gewissermaßen als Abschluß haben Gutenberg und Richter 1949 in dem Tabellenwerk in „Seismicity of the Earth" [4] alle bedeutenderen

Erdbeben seit 1904 mit den notwendigen Daten zusammengefaßt und damit eine Grundlage für Spezialuntersuchungen gegeben.

Für Fernbeben von normaler Herdtiefe hat Gutenberg [3] folgende endgültige Gleichung angesetzt:

$$M = \log A - \log B + C + D. \tag{2}$$

Die Horizontalkomponente der maximalen Bodenbewegung A bezieht sich auf Oberflächenwellen mit Perioden um 20 Sekunden, B hängt von der Epizentraldistanz ab; das Glied C stellt eine der Erdbebenwarte zukommende Stationskonstante dar und in D wird der individuelle Charakter jedes einzelnen Bebens berücksichtigt. Den Zusammenhang zwischen B und der Epizentralentfernung Δ stellt Gutenberg durch den Ansatz

$$-\log B = 5{,}04 + \frac{1}{2} \cdot \Big[48{,}25 \cdot k \cdot (\Delta - 90) + \log \sin \Delta + \\ + \frac{1}{3} \cdot (\log \Delta - 1{,}954)\Big] \tag{3}$$

hei. (Der Absorptionskoeffizient k für Oberflächenwellen von 20 Sekunden schwankt zwischen $1{,}6 \cdot 10^{-4}$ und $5 \cdot 10^{-4}$ pro Kilometer.)

Der mit (3) gleichbedeutende Ansatz

$$-\log B = m \cdot \log \Delta + n \tag{4}$$

findet Anwendung bei der Ermittlung von $(-\log B)$-Werten auf indirektem Weg. So benützte Gutenberg eine große Anzahl Fernbeben von bekanntem M, bestimmte m und n nach der Methode der kleinsten Quadrate unter Zuhilfenahme der Fundamentalgleichung (2), wobei C bereits bekannt und $\Sigma D = 0$ angenommen war, und erhielt

$$-\log B = 1{,}656 \cdot \log \Delta + 1{,}818. \tag{5}$$

Endgültige Werte für $-\log B$ in Abhängigkeit von Δ sind in [3], Tabelle 4, angegeben. Die Stationsformel von Pasadena für Erdbeben normaler Herdtiefe im Bereich $15° < \Delta < 130°$ lautet ausführlich geschrieben

$$\text{(Pasadena)} \quad M = \log A + 1{,}656 \cdot \log \Delta + 1{,}818 + 0{,}08 + D. \tag{6}$$

Nach der indirekten Methode kann jede beliebige Station eine eigene Magnitudenformel ableiten. Aus „Seismicity of the Earth" beispielsweise und aus den stationseigenen Registrierungen werden die Größen M, A und Δ entnommen, beziehungsweise berechnet und eine entsprechend große Anzahl Gleichungen vom Typ

$$M - \log A = m \cdot \log \Delta + n' \tag{7}$$

gebildet. In der Lösungsgleichung enthält das Glied n' noch die Konstante C, die man am besten durch Vergleich mit (5) ermitteln kann. Die Abweichungen dM, die sich nach Einsetzen der Lösungen in die Einzelgleichungen ergeben, sind als die D-Werte der verwendeten Beben anzusprechen.

In Europa wurden derartige Berechnungen von Di Filippo und Marcelli [5], E. Peterschmitt [6] und Zátopek und Vaněk [7] durch-

geführt und folgende Stationsgleichungen, worin C mit dem konstanten Teil des Entfernungsgliedes vereinigt ist, erhalten

$$\text{(Roma)} \quad M = \log A + 1{,}526 \cdot \log \Delta + 2{,}439 + D, \tag{8}$$

$$\text{(Strasbourg)} \quad M = \log A + 1{,}62 \cdot \log \Delta + 1{,}97 + D, \tag{9}$$

$$\text{(Praha)} \quad M = \log A + 1{,}66 \cdot \log \Delta + 2{,}15 + D. \tag{10}$$

Di Filippo und Marcelli stützten 1949 ihre Untersuchungen auf 65 Erdbeben des gleichen Jahres. Sie erprobten ihre Magnitudenformel an 17 nachfolgenden Erdbeben aus und verglichen in einer Tabelle die erhaltenen M-Werte mit denen von Pasadena und Strasbourg. Für den provisorischen Charakter, der den neuesten Auswertungen stets anhaftet, ist die Übereinstimmung der M-Werte untereinander recht befriedigend. Peterschmitt verwendete bei seinen Untersuchungen 267 Erdbeben der Jahre 1919 bis 1939 und 1947 bis 1948 und erhielt zunächst 1,97 als n'-Wert. Mit Hilfe der Gutenbergschen Tabellenwerte für $-\log B$ führte er die exakte Bestimmung von $C = +0{,}13$ nach der Fundamentalgleichung (2) durch. Zátopek und Vaněk nahmen 238 Erdbeben der Jahre 1940 bis 1948 — zunächst mit Herdtiefen bis 300 km — und erhielten $C = +0{,}38$ als provisorischen Wert. Nach Ausscheiden der Beben mit mitteltiefem Herd wurden aus 149 Beben die Stationsgleichung (10) und der endgültige Wert $C = +0{,}33$ gewonnen. Bei ihren Amplitudenberechnungen wurden Abweichungen von der vorgeschriebenen Schwingungsdauer der Oberflächenwellen berücksichtigt. Denn war die Periode $T \neq 20$ s, aber zwischen 10 s und 30 s gelegen, so wurde die aufgezeichnete Amplitude A_T auf den Wert A_{20} gebracht, und zwar nach der Proportion

$$A_{20}:20 = A_T:T. \tag{11}$$

Nachstehend werden nunmehr die Ergebnisse gleichartiger Untersuchungen mit den Bebenregistrierungen der seismischen Stationen Wien und Graz mitgeteilt und im Zusammenhang mit den bisher angeführten Resultaten diskutiert. Bei der Station Wien kamen nach sorgfältiger Prüfung der „Seismischen Aufzeichnungen" [8] die Erdbeben des 15jährigen Zeitabschnittes 1922 bis 1936 wegen der Güte ihrer Auswertungen für die Untersuchung am ehesten in Betracht[1]. Es wurden deshalb aus dieser Epoche 158 Erdbeben a) mit Distanzen Δ zwischen 20° und 140°, b) von der Größe $M \geqq 7{,}0$ und c) von normaler Herdtiefe $h = 50$ km ausgewählt. Die Herdkoordinaten und M-Werte der Beben wurden dem Werke „Seismicity of the Earth", die Amplitudenwerte den „Seismischen Aufzeichnungen" entnommen und die Entfernungen Δ neu bestimmt.

[1] Der Erdbebendienst an der Station Wien ging zu Beginn des zweiten Weltkrieges in andere Hände über. Im November 1944 wurde die Station durch Fliegerbomben getroffen und der seit 1905 ohne Unterbrechung gelaufene Registrierbetrieb auf Jahre hinaus lahmgelegt. Mit den in der eigenen Werkstätte reparierten Instrumenten wurde Ende 1948 die Tätigkeit provisorisch wieder aufgenommen. Die Modernisierung und Erweiterung der Erdbebenwarte Wien ist im Gange.

Alle Amplituden bei Perioden $T = 20$ s wurden nach (11) umgerechnet; weitere Einzelheiten über die Aufstellung der A_H-Maxima folgen später. Das gleiche Verfahren wurde bei den 121 Erdbeben aus den „Seismischen Aufzeichnungen" von Graz [9] angewendet, nur daß als Grundlage der Untersuchungen die zweite Registrierperiode der Station Graz, das ist von September 1925 bis Mai 1938, diente[1].

Nach Aufstellen der Wertereihen für $M - \log A$ und $\log \Delta$ entsprechend der Gl. (7) ergaben sich unter Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate auf sämtliche Erdbeben jeder Station die Magnitudengleichungen

$$\text{(Wien)} \quad M = \log A + 1{,}64 \cdot \log \Delta + 1{,}99 + D, \tag{12}$$

$$\text{(Graz)} \quad M = \log A + 1{,}60 \cdot \log \Delta + 2{,}07 + D. \tag{13}$$

Anschließend wurden die Abweichungen $dM\ (= D)$ der erhaltenen Magnitudenwerte von den Pasadena-Werten für jedes Einzelbeben gebildet, deren Summe und Mittel für Wien und Graz festgestellt. Ferner wurden nach der Fundamentalgleichung (2) mittels der $(-\log B)$-Tabelle für alle Beben die Abweichungen $C + D$ und gleichfalls deren Summe und Mittel bestimmt. Aus der Differenz der Mittel folgen, wie die Tabelle 1 zeigt, die endgültigen Werte der Stationskonstante von Wien und Graz.

Tabelle 1.

	$dM\ (= D)$			$C + D$			C
	Schwankungsbreite	Summe	Mittel	Schwankungsbreite	Summe	Mittel	
Wien	— 0,45 bis + 0,45	— 0,2	— 0,001	— 0,3 bis + 0,6	+ 0,241	0,152	+ 0,1
Graz	— 0,55 bis + 0,55	+ 0,2	+ 0,002	— 0,4 bis + 0,75	+ 0,188	0,155	+ 0,1

Die von beiden Stationen gemeinsam verwendeten 94 Erdbeben sind in Tabelle 2 mit Angabe der Epizentraldistanz, der maximalen Horizontalamplitude und der Abweichung dM zusammengestellt. Nicht angeführt sind die Distanzen von Graz, da der Unterschied gegenüber Wien nur bis 2° beträgt[2]. Der Vergleich der beiden dM-Kolonnen zeigt in 62 Fällen eine sehr gute Übereinstimmung und nur in sechs Fällen größere Abweichungen.

Betrachtungen zu den einzelnen Gliedern der Magnitudengleichung auf Grund der eigenen Berechnungen und beim Vergleich mit den bisherigen Ergebnissen. Die aus „Seismicity of the Earth" entnommenen M-Werte der verwendeten Jahrgänge sind endgültig und auf Zehntel genau angegeben; nur in drei gekennzeichneten Fällen war die Genauigkeit etwas geringer.

[1] Der Registrierbetrieb ruhte von Juli 1938 bis März 1947 und wurde wegen Umbaus des Grazer Physikalischen Institutes im September 1948 neuerlich stillgelegt.

[2] Die Veröffentlichung der vollständigen Tabelle im Jahrbuch der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien, Jahrgang 1953, ist vorgesehen.

Tabelle 2.

A: maximale Horizontalamplitude bei T 20 s. *: umgerechnete Amplitudenwerte, wenn 1. nur A_N oder A_E vorhanden, 2. T gleich 10 bis 13 s oder 27 bis 30 s war. dM: in Einheiten der 1. Dezimalstelle.

Datum	Herdgebiet	M	Wien			Graz	
			Δ	A	dM	A	dM
1925 13. X.	Mittel-Atlantik	7,5	61	360	0	230	+ 2
10. XI.	Molukken	7,4	107	150	— 1	90	+ 1
13. XI.	Philippinen	7,3	92	188	— 1	81*	+ 2
16. XI.	W von Mexiko	7,0	96	82*	— 2	47*	+ 1
1926 25. I.	Salomonen	7,4	130	230	— 4	142	— 2
8. II.	Mittel-Amerika	7,1	90	130*	— 2	84*	0
27. III.	Salomonen	7,2	129	70	— 1	33*	+ 2
12. IV.	Salomonen	7,5	133	160*	— 1	130	— 1
2. IX.	Indischer Ozean	7,0	92	32	+ 3	32	+ 3
16. IX.	Salomonen	7,1	134	22	+ 2	54*	— 1
13. X.	Aleuten	7,1	81	35	+ 4	38	+ 4
26. X.	Neuguinea	7,7	113	90	+ 4	95	+ 4
1927 24. I.	Neuhebriden	7,1	140	28*	+ 1	38	0
16. II.	Kurilen	7,0	79	130	— 2	175	— 3
3. III.	Sunda-See	7,0	104	20*	+ 4	30*	+ 2
7. III.	Japan	7¾	81	(1000)*	— 3	780	— 3
22. V.	China	8,0	61	(1200)	0	700	+ 2
24. X.	Alaska-Golf	7,1	72	82	+ 1	120	0
4. XI.	Kalifornien	7,3	89	65	+ 3	150	— 1
21. XI.	Süd-Chile	7,1	122	20	+ 3	50*	0
28. XII.	Kamtschatka	7,3	73	280*	— 2	420	— 3
1928 6. I.	Kenia	7,0	51	65*	+ 4	76*	+ 3
9. III.	Indischer Ozean	7,7	79	170	+ 3	155	+ 4
22. III.	Süd-Mexiko	7,5	93	370	— 3	700*	— 5
14. V.	Peru	7,3	98	45	+ 4	40	+ 4
15. VI.	Philippinen	7,0	91	35	+ 2	138*	— 3
18. VII.	Peru	7,0	99	48	0	29	+ 2
4. VIII.	Süd-Mexiko	7,4	94	130	+ 1	135	+ 1
9. X.	Süd-Mexiko	7,6	94	330	— 1	250	0
20. XI.	Nord-Chile	7,1	107	46*	+ 1	140*	— 3
1. XII.	Mittel-Chile	8,0	115	580	— 1	680*	— 2
19. XII.	Philippinen	7,3	97	180	— 3	240	— 4
1929 22. II.	Mittel-Atlantik	7,2	61	165	0	340*	— 2
7. III.	Aleuten	8,1	82	400*	+ 4	355*	+ 4
1. V.	Turkmenistan	7,1	32	580*	— 1	665*	— 2
26. V.	Westküste von Kanada	7,0	78	145	— 3	230	— 4
13. VI.	Philippinen	7,2	97	90	0	90	0
27. VI.	Süd-Atlantik	7,8	110	290	0	290	0
5. VII.	Aleuten	7,0	81	72	0	75	0
7. VII.	Aleuten	7,3	81	145	0	190*	— 1
15. XI.	Karolinen	7,2	107	65	0	90*	— 1
18. XI.	Neufundland	7,2	48	450	— 3	900	— 4
17. XII.	Aleuten	7,6	78	580	— 3	870	— 4
1930 5. V.	Birma	7,3	73	220	— 1	190	— 1
6. V.	Kurdistan	7,2	22	1300*	— 1	1000*	— 1

Fortsetzung von Tabelle 2.

Datum		Herdgebiet	M	Wien			Graz	
				Δ	A	dM	A	dM
1930	11. VI.	Neubritannien	7,1	122	45	0	55	— 1
	2. VII.	Assam	7,1	61	200	— 1	84	+ 2
	24. X.	Marianen	7,1	101	115	— 2	96	— 2
	25. XI.	Japan	7,1	83	170*	— 2	80*	+ 1
1931	15. I.	Süd-Mexiko	7,8	93	230	+ 2	350*	+ 1
	27. I.	Birma	7,6	66	840	— 2	580*	— 1
	28. I.	Marianen	7,2	105	120	— 2	80	0
	10. II.	Sumatra	7,1	92	42	+ 3	35*	+ 3
	18. III.	Mittel-Chile	7,1	113	130*	— 3	100	— 3
	20. V.	Ost-Atlantik	7,1	27	1100*	— 3	1150	— 3
	27. VIII.	Belutschistan	7,4	43	290*	+ 3	230*	+ 4
	3. X.	Salomonen	7,9	134	470	— 2	390	— 2
	10. X.	Salomonen	7,7	134	260*	— 2	470*	— 4
	2. XI.	Süd-Japan	7,5	82	460	— 2	335*	— 1
1932	3. VI.	Mexiko	8,1	95	1200	— 3	1160*	— 2
	18. VI.	Mexiko	7,8	95	400	— 1	570	— 1
1933	18. VI.	Japan	7,3	83	110	+ 1	340*	— 3
	24. VI.	Sumatra	7,5	93	130	+ 2	110*	+ 2
	20. XI.	Baffin-Bai	7,3	45	320*	+ 1	340*	+ 1
1934	24. II.	Marianen	7,3	95	100	0	110	0
	28. II.	Neuguinea	7,2	121	36	+ 2	74	— 1
	24. III.	Salomonen	7,1	134	60	— 2	55	— 1
	15. IV.	Philippinen	7,3	98	50	+ 3	80	+ 1
	18. VII.	Panama	7,7	90	370	0	135	+ 3
	18. VII.	Neuhebriden	8,2	138	≧860	— 3	970*	— 3
	21. VII.	Süd-Pazifik	7,3	137	70	- 1	75	— 1
	15. XII.	Tibet	7,1	57	260	— 1	110	+ 1
	31. XII.	Süd-Kalifornien	7,0	89	100	— 2	200*	— 5
1935	3. VIII.	Sumatra	7,0	79	62	+ 1	65	+ 1
	4. IX.	Formosa	7,2	84	50*	+ 4	42*	+ 5
	9. IX.	Karolinen	7,0	108	90	- 3	100	— 3
	11. IX.	Nord-Japan	7,6	79	310	0	700*	— 3
	20. IX.	Neuguinea	7,9	115	270	+ 1	340*	0
	18. X.	Nord-Japan	7,2	81	170	— 1	145	— 1
	18. X.	Marianen	7,1	103	32*	+ 3	98*	— 2
	14. XII.	Süd-Mexiko	7,3	91	170	— 1	130*	0
	15. XII.	Salomonen	7,6	133	250	— 2	165	— 1
	17. XII.	Formosa	7,2	86	140	— 2	135	— 2
	28. XII.	Sumatra	7,9	85	240*	+ 3	240	+ 4
1936	15. II.	Neuguinea	7,3	111	58	+ 2	44	+ 3
	1. IV.	Celebes-See	7,7	101	280	— 1	300*	— 1
	19. IV.	Salomonen	7,4	126	100	— 1	150*	— 2
	27. V.	südlicher Himalaya	7,0	55	72	+ 3	85*	+ 2
	30. VI.	Kamtschatka	7,4	78	300*	— 2	290	— 2
	13. VII.	Chile	7,3	107	105	0	95*	0
	19. IX.	Sumatra	7,2	81	50	+ 4	45*	+ 4
	5. X.	Molukken	7,1	103	40	+ 2	60*	0
	2. XI.	Japan	7,3	82	74	+ 3	250 ?*	— 2
	13. XI.	Kamtschatka	7,2	73	(300)*	— 3	150*	— 1

Die Ableitung der maximalen Horizontalamplitude A_H ist mit großer Sorgfalt vorzunehmen, denn die meisten abweichenden Resultate sind auf fehlerhafte Bestimmung von A_H zurückzuführen. Die geforderte Schwingungsdauer $T = 20$ s während der Maximalphase ist nicht immer vorhanden. Die Anwendung der Reduktionsformel (11) von ZÁTOPEK führt in der Regel zu besseren Ergebnissen, wobei man selbstverständlich nur im Notfall bis an die Grenzen 10 s und 30 s gehen wird. Bei einer summarischen Untersuchung brauchen Abweichungen von einigen Sekunden mehr oder weniger in T nicht berücksichtigt werden, da 20 s ein natürlicher Mittelwert ist. Weitaus unsicherer ist der Erfolg beim Aufstellen von Ersatzwerten der Maximalamplitude, wenn nur der Wert *einer* Horizontalkomponente bekannt ist. GUTENBERG empfiehlt, die fehlende Komponente gleich groß anzunehmen; aber bei der vorgeschlagenen Multiplikation mit 1,4 ergibt sich im Mittel ein gewisser Überschuß an zu hoch berechneten Maximalamplituden. Das rührt davon her, daß öfters die hervorstechendere Amplitude notiert wurde und die nicht ausgeprägte andere Komponente unvermerkt geblieben ist.

Ein bisher kaum erwähnter Umstand erfordert eine Klarstellung, nämlich der Fall des zeitlichen Auseinanderliegens von A_N und A_E. Es erhebt sich die Frage, ob und bis zu welchem Ausmaß ein zeitlicher Abstand zwischen maximalem A_N und A_E zulässig ist. Bei den Berechnungen von Wien und Graz wurden in dieser Hinsicht vielleicht zu wenig strenge Maßstäbe angelegt, doch können eingehendere Untersuchungen zur Aufstellung einer bestimmten Regel führen. Schließlich muß noch eine Entscheidung für den Fall gefunden werden, daß von einem Erdbeben mehrere Maxima vorliegen, das absolute Maximum aber *nicht* von Oberflächenwellen der Periode $T = 20$ s herrührt. Ist nun die kleinere Amplitude mit der vorgeschriebenen Schwingungsdauer oder nach entsprechender Reduktion die tatsächlich größte Amplitude zu nehmen? Wird, mit anderen Worten, die Definition der Magnitudo besser erfüllt durch das Einhalten von $T = 20$ s oder durch Verwenden der wirklichen Maximalamplitude? Auch in diesem Fall müssen noch weitere Erfahrungen gesammelt werden, um eine zutreffende Anweisung geben zu können.

Als Beispiel einer mehrdeutigen Amplitudenberechnung ist in Tabelle 3 die Maximalphase des südjapanischen Erdbebens vom 2. November 1931 (Magnitudo 7,5) aus den Bebenanalysen von Wien und Graz angeführt.

Tabelle 3.

Station	Phase	G. M. T.	T_N	A_N	T_E	A_E	$A_N^{(20)}$	$A_E^{(20)}$	$A_H^{(20)}$	log A
Wien	M_1	10h 53m	21 s	380 μ	19 s	110 μ	362 μ	116 μ	380 μ	2,6
Wien	M_2	10 56	17	390	16	230	459	287	380	2,75
Graz	M_1	10 49,6	—	—	20	225	—	225	315	2,5
Graz	M_2	10 55,3	—	—	15	191	—	254	355	2,55
Graz	M_4	11 01,4	20	102	—	—	102	—	145	2,15

Sowohl in Wien als auch in Graz ist beim Maximum M_1 die geforderte Schwingungsdauer, hingegen bei M_2 der höchste Amplitudenwert zu finden. Das anfängliche Fehlen von A_N in der Grazer Analyse zwingt zur Multiplikation mit 1,4, wodurch etwas niedrigere $A_H^{(20)}$-Werte als in Wien erhalten werden. Das Grazer Maximum M_4 ist jedenfalls unbrauchbar. Um allen Anforderungen möglichst zu entsprechen, wurden endgültig die Mittelwerte $460\,\mu$ (2,65) für Wien und $335\,\mu$ (2,5) für Graz verwendet.

Das Glied $-\log B$ wird durch die Gl. (5) von Gutenberg dargestellt. Weitere numerische Werte für m und n ergeben sich aus den Stationsgleichungen (9), (10), (12) und (13) bei Kenntnis der Konstante C. Die Ansätze für $-\log B$ lauten geordnet:

$$\begin{array}{ll} \text{(Graz)} & 1{,}60 \cdot \log \Delta + 1{,}92, \\ \text{(Strasbourg)} & 1{,}62 \cdot \log \Delta + 1{,}84, \\ \text{(Wien)} & 1{,}64 \cdot \log \Delta + 1{,}84 \\ \text{(Pasadena)} & 1{,}656 \cdot \log \Delta + 1{,}818, \\ \text{(Praha)} & 1{,}66 \cdot \log \Delta + 1{,}82. \end{array} \qquad (14)$$

Wie wenig verschieden die einzelnen Wertepaare m und n untereinander sind, sei an einem gedachten Standardbeben, das in 100° Entfernung mit $100\,\mu$ Maximalamplitude aufgezeichnet wird, gezeigt. Die Größen C und D gleich Null vorausgesetzt, würden wir für M der Reihe nach die Werte 7,12, 7,08, 7,12, 7,13 und 7,14, also faktisch immer $M = 7{,}1$ erhalten. Daraus folgt jedoch, daß in dem Ausdruck für $-\log B$ tatsächlich nur der Einfluß der Entfernung enthalten ist und folglich für alle Stationen die Gutenbergsche Tabelle angewendet werden kann.

Auf Grund der letzten Feststellung ist es *nicht* notwendig, für die Berechnung von C weiterhin ein Gleichungssystem nach Form (7) aufzustellen, sondern man kann sofort die Abweichungen

$$dM' = M - (\log A + 1{,}656 \cdot \log \Delta + 1{,}818) \qquad (15)$$

ableiten, vorausgesetzt, daß genügend viele Beben aller Azimute und Distanzen zur Verfügung stehen. Dann ist auch die Annahme $\Sigma D \approx 0$, beziehungsweise $D_{\text{Mittel}} = 0$ berechtigt und der Fehler, mit dem die Stationskonstante behaftet bleibt, fällt — wie z. B. Tabelle 1 zeigt — überhaupt nicht ins Gewicht. Gutenberg hat in [3] für 32 Stationen außerhalb Kalifornien provisorische C-Werte angegeben; für etliche europäische Stationen wurden von Peterschmitt [6] andere Werte gefunden. In einer Fußnote von [6] ist auch die Konstante von Roma mit zirka + 0,4 vermerkt, die sich aus der Stationsgleichung (8) in Verbindung mit (14) etwas genauer abschätzen läßt, und zwar ist $0{,}35 \leqq C_{\text{Roma}} \leqq 0{,}41$ und der Ansatz für $-\log B$ lautet:

$$\text{(Roma)} \quad 1{,}526 \cdot \log \Delta + 2{,}06 \pm 0{,}03. \qquad \text{zu (14)}$$

Unter allen Gliedern der Magnitudengleichung ist das letzte am wenigsten befriedigend, weil das Glied D mehrere Korrektionsgrößen in

sich vereinigt. Bestimmungsgemäß ist nämlich D einerseits von der Herdtiefe, von den Vorgängen im Herd und von der azimutalen Energieverteilung abhängig, anderseits von der Absorption der Wellen und vom Einfluß der Unregelmäßigkeiten auf dem Wellenweg. Dazu kommt ferner, daß alle Fehler, die mit den Instrumenten, der Auswertung und Berechnung zusammenhängen, dem D-Glied angelastet werden. Man wird deshalb den D-Werten, insbesondere Ergebnissen einer einzelnen Station, kein allzu großes Vertrauen schenken dürfen. Da eine erfolgreiche regionale Untersuchung gesicherte Daten einer ganzen Gruppe benachbarter Stationen erfordert, wurde vorläufig von einer Bearbeitung der in Tabelle 2 enthaltenen Angaben der Abweichungen dM von Wien und Graz abgesehen.

Studien über die geographische Verteilung von D wurden von Gutenberg, Peterschmitt und Zátopek vorgenommen. Viele befriedigende Aussagen über eine bestimmte regionale Gruppierung von D-Werten liegen nicht vor, weil ihre Streuung eben wegen der Vielfalt der möglichen Einflüsse immer noch recht beträchtlich ist. Daß z. B. aus Japan kommende Beben an mitteleuropäischen Stationen ein ganz charakteristisches D haben werden, ist begreiflich, da die Wellen stets unter annähernd gleichen Bedingungen zu diesen Stationen gelangen. Wenn jedoch ein japanisches Erdbeben gelegentlich andere D-Werte liefert, muß man die Ursache im Bebenherd suchen, sei es nun eine Änderung der Lage, der Tiefe oder des mechanischen Vorganges im Hypozentrum. Sollte es möglich sein, die wirklich individuellen Eigenschaften eines Erdbebens von seinen Gruppeneigenschaften zu trennen, so würde das zwangsläufig zu einer Erweiterung der Fundamentalgleichung führen.

Abschließend ist eine Bemerkung über die eigene angewandte Rechengenauigkeit nachzutragen. Da die endgültigen M-Werte höchstens die Zehntelstelle richtig erfassen, hat es keinen Sinn, durch Verwendung mehrerer Dezimalen eine nicht vorhandene Genauigkeit vorzutäuschen. Deshalb wurden die für die Aufstellung der Magnitudengleichung notwendigen Einzelwerte auf halbe Zehntel berechnet und bei der Ermittlung von m und n' zur Sicherung der Hundertstel noch die dritte Dezimalstelle mitgenommen. Dieses Verfahren mag unbefriedigend erscheinen, doch kann man eine sonderliche Steigerung der Verläßlichkeit bei der M-Bestimmung nach (2) nicht mehr erwarten. Es ist bekannt, daß gerade die Oberflächenwellen, auf die sich die Magnitudenberechnung stützt, keine einheitliche Wellengattung darstellen. Ferner wissen wir, daß die Perioden der Oberflächenwellen auf dem Wellenweg variieren und daß die registrierte Maximalamplitude nicht immer die größte wahre Bodenbewegung am Seismometerort anzeigt. Wenn man unter Beibehaltung der Oberflächenwellen noch genauere Magnitudenwerte erzielen will, muß die Definition hinsichtlich des ($\log A$)-Gliedes strenger gefaßt werden; außerdem müßte die Ableitung von M auf eine einheitliche Seismographentype beschränkt bleiben.

Literaturverzeichnis.

1. Richter, C. F.: An Instrumental Earthquake Magnitude Scale. Bull. Seism. Soc. Am. **25** (1935).
2. Gutenberg, B. und C. F. Richter: Earthquake Magnitude, Intensity, Energy, and Acceleration. Bull. Seism. Soc. Am. **32** (1942).
3. Gutenberg, B.: Amplitudes of Surface Waves and Magnitudes of Shallow Earthquakes. Bull. Seism. Soc. Am. **35** (1945).
4. Gutenberg, B. und C. F. Richter: Seismicity of the Earth and Associated Phenomena. Princeton University Press, New Jersey (1949).
5. Di Filippo, D. und L. Marcelli: La „magnitudo" dei terremoti e la sua determinazione nella stazione sismica di Roma. Ann. di Geofisica **II** (1949).
6. Peterschmitt, E.: Etude de la magnitude des séismes. Ann. Inst. Phys. Glob. Univ. Strasb., Nouv. Série **VI**, 3 (1950).
7. Zátopek, A. und J. Vaněk: Regionální rozložení rozdílů ΔM veličiny magnitudo určených v Praze. Kartografický Přehled **IV**, Praha (1950).
8. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien: Seismische Aufzeichnungen (1922 bis 1936).
9. Physikalisches Institut der Universität Graz: Seismische Aufzeichnungen (1925 bis 1938).

551.541

(Physikalisches Institut der Universität Freiburg, Schweiz.)

Über Entstehung und Ausbreitung quasiperiodischer Luftdruckschwankungen.

Von

L. Saxer.

Mit 9 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wurden Registrierungen kleiner Luftdruckschwankungen mit Perioden von einigen Sekunden und Amplituden von 10^{-4} bis 10^{-3} mm Hg untersucht und Beziehungen zum Gang der Meereswellen auf dem Atlantik und zur Mikroseismik gefunden. Der jährliche und tägliche Gang der Druckamplituden wird mit Windströmungen und Temperaturveränderungen in der etwa 50 km hohen Schicht, wo die Rückbiegung der von den Meereswellen abgestrahlten Luftdruckschwankungen erfolgt, gedeutet.

Summary. Records of small oscillations of the atmospheric pressure having a period of several seconds and an amplitude of about 10^{-4} to 10^{-3} mm Hg were examined, and a relation to the height of the ocean-waves in the Atlantic and to microseisms has been found. The diurnal and annual variation of the pressure-amplitudes can be explained by the wind-currents and temperature changes in the layer of air 50 km up, where the oscillations generated by the ocean-waves are reflected.

Résumé. On a étudié des variations de la pression barométrique d'une période de quelques secondes et d'une amplitude de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3} mm Hg et on les a trouvées en rapport avec la hauteur des ondes océaniques et de l'agitation microséismique. Les variations annuelle et diurne des amplitudes de la pression peuvent être expliquées par le fait des courants d'air et par les changements de température dans la couche qui s'étend jusqu'à 50 km où a lieu la reflexion des variations de pression barométrique produites par les vagues océaniques.

Zur Abklärung der Entstehung und Ausbreitung der seit einigen Jahren bekannten kleinen atmosphärischen Druckschwankungen [*1*, *2*, *3*, *4*] von etwa 4 bis 8 Sekunden Periodendauer und Amplituden von 10^{-4} bis 10^{-3} mm Hg wurden in Aarau (Schweiz) in der Zeit von November 1948 bis Februar 1949 und von Oktober 1951 bis Dezember 1952 Dauerregistrierungen durchgeführt, über deren Ergebnisse im folgenden berichtet werden soll.

1. Die Meßapparatur.

Die Messung der kleinen Druckschwankungen erfolgte mit einer Membrandose, wie sie in einer früheren Arbeit [4] beschrieben worden ist. Die durch die Druckschwankungen bewirkten Kapazitätsänderungen

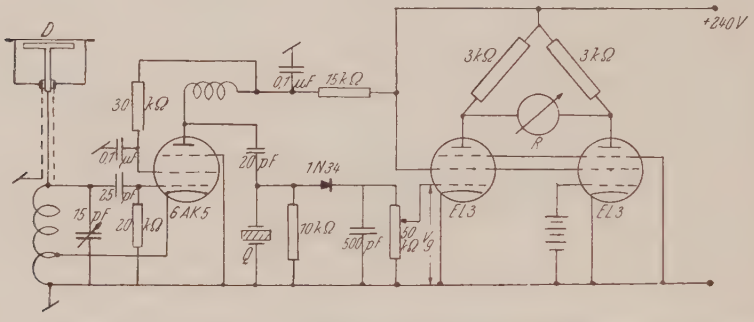


Abb. 1. Schaltbild der Apparatur zur Messung kleiner Luftdruckschwankungen: *D* Druckdose; *R* Registrierinstrument; *Q* Quarzoszillator 14 Mhz.

verstimmen einen Hochfrequenzoszillator (von zirka 14 Mhz), der mit einem Quarzresonanzkreis gekoppelt ist. Die am Quarz *Q* herrschende Wechselspannung wird mit einer Kristalldiode gleichgerichtet und steuert das Gitter einer steilen Endpentode, die zusammen mit einer zweiten gleichen Röhre und den Anodenwiderständen eine Brückenschaltung bildet. In dieser Brücke liegt ein Tintenschreiber (Marke Trüb Täuber & Co., Zürich) mit 10 mA Vollausschlag und 7 cm nutzbarer Registrierbreite. Abb. 1 zeigt das Schaltbild der Apparatur, die über ein elektronisch stabilisiertes Gleichrichtergerät vollständig aus dem Netz betrieben wird.

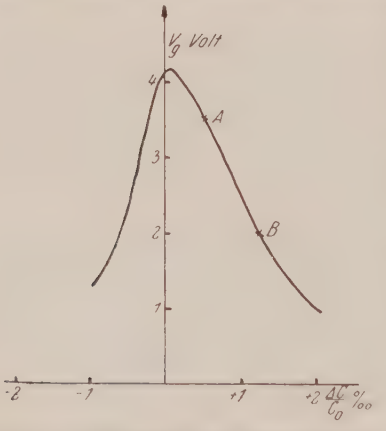


Abb. 2. Abhängigkeit der gleichgerichteten Spannung V_g von der relativen Kapazitätsänderung $\frac{\Delta C}{C_0}$.

Bei Veränderung der Kapazität im Oszillatorkreis durchläuft die Gleichspannung V_g am Gitter der Pentode eine Resonanzkurve, wie sie in Abb. 2 dargestellt ist. Der kleine, parallel zur Oszillatorspule geschaltete Drehkondensator von zirka 15 pF wird so eingestellt, daß der Arbeitspunkt etwa in die Mitte des ziemlich geradlinigen Stückes *AB* der Abb. 2 zu liegen kommt. Mit dieser Anordnung erreicht man unschwer eine Empfindlichkeit von etwa 3 mA pro 10^{-3} mm Hg, bei genügender Stabilität für Dauerbetrieb.

Bei dieser Empfindlichkeit wirken kleinste Luftströmungen und das Öffnen und Schließen von Türen im Hause sehr störend, so daß die Druckdose in ein Glasgefäß eingeschlossen werden mußte, das durch einen dickwandigen Schlauch mit dem Freien in Verbindung steht. Zur Eichung wird diese Verbindung abgesperrt und mit einer Pumpe werden im Gefäß Druckschwankungen von bekannter Größe und Frequenz erzeugt, wie das in einer früheren Arbeit [4] dargelegt wurde. Die Größe der Ausgleichskapillare an der Druckdose wurde so gewählt, daß in dem zu untersuchenden Periodenbereich von 4 bis 8 Sekunden noch keine starke Abschwächung eintrat, die längerperiodischen Schwankungen aber kaum mehr aufgezeichnet wurden. Die Apparatur wurde in einem Kellerraum aufgestellt, in welchem ziemlich konstante Temperatur herrscht.

2. Die Registrierungen und ihre Auswertung.

Der Papiervorschub des Registrierinstrumentes wurde gewöhnlich auf 2 cm pro Minute eingestellt. Dieser Vorschub genügt, um auch noch feine Einzelheiten in den Aufzeichnungen zu erkennen. Um den durch diesen Vorschub bedingten ziemlich großen Papierverbrauch etwas einzuschränken, wurde das Registrierwerk normalerweise in jeder Stunde nur während 10 Minuten eingeschaltet, während die übrige Apparatur dauernd in Betrieb blieb. Hie und da wurde aber auch über mehrere Stunden ununterbrochen registriert. Es erwies sich das besonders für die in Abschnitt 5 beschriebene Amplitudenstatistik als notwendig.

Die Apparatur wurde in der Regel jeden Tag durch Abschließen der Glasglocke auf ihre Zuverlässigkeit geprüft und mit einer bekannten Druckamplitude geeicht (Abb. 3*d*). Die meisten Registrierungen erfolgten bei einer Empfindlichkeit von 12,5 mm Ausschlag auf dem Registrierpapier pro 10^{-3} mm Hg.

Bei der Auswertung wurden in jedem Minutenintervall die zwei größten Amplituden gemessen und aus den 20 Werten das Mittel berechnet. Dieser Mittelwert wurde als repräsentativ für die betreffende Stunde, in welcher die 10 Minuten dauernde Registrierung stattfand, betrachtet. Aus den einzelnen Stundenmitteln wurden die Tagesmittel berechnet. Die Periodendauer der Luftdruckschwankungen, die wir wegen ihrer relativen Konstanz weniger genau untersuchten, wurde durch Ausmessen der in einer 10 Minuten dauernden Registrierung enthaltenen deutlichsten Wellenzüge bestimmt. Abb. 3 zeigt einige Registrierbeispiele.

In diesem Zusammenhang ist besonders auf die bereits durch schwache Winde erzeugten Störungen hinzuweisen, die in einer Arbeit von F. Dessauer, W. Graffunder und J. Schaffhauser [5] eingehend diskutiert wurden. Das hat zur Folge, daß hie und da ganze Tage ausfallen oder daß die Tagesmittel der Amplituden mit Unsicherheiten behaftet sind, weil nur wenige Stunden ausgewertet werden können (Abb. 3*c*).

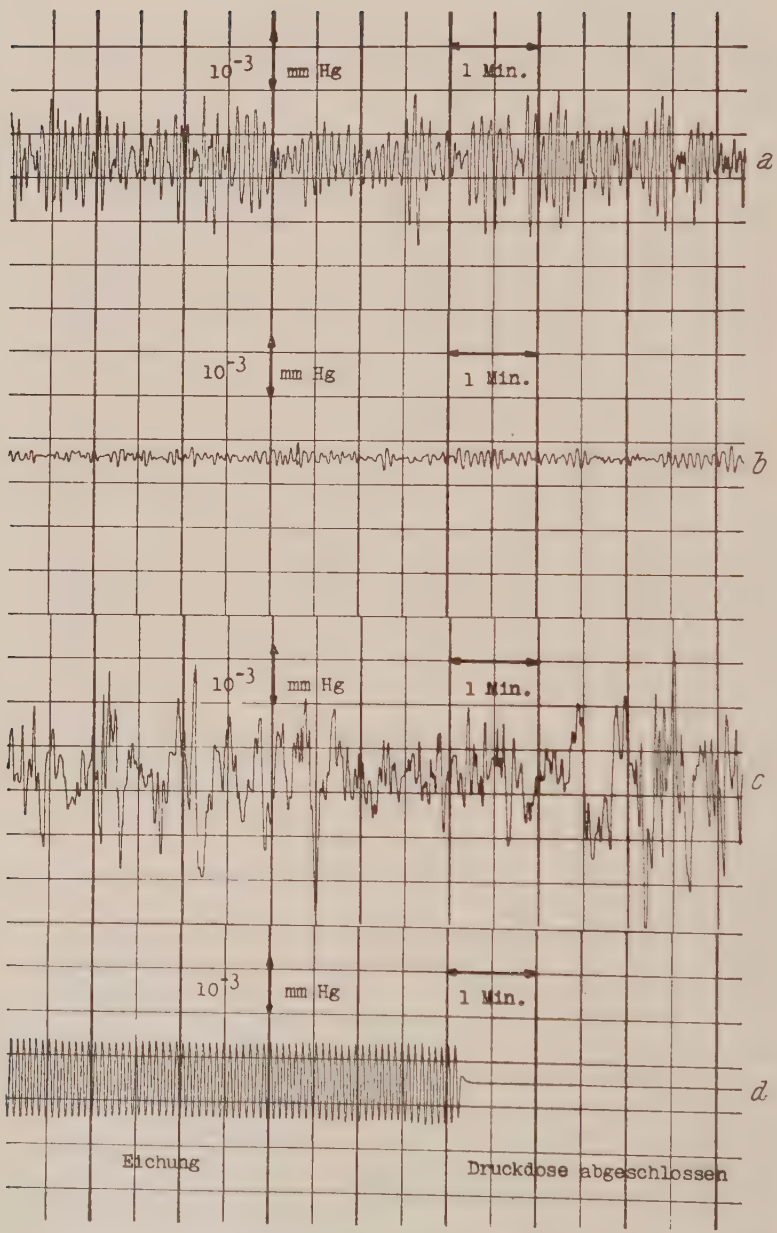


Abb. 3. Registrierbeispiele: *a* sehr große Druckschwankungen, *b* mittelgroße Druckschwankungen, *c* Windstörungen, *d* Eichung und Kontrolle.

3. Ergebnisse.

a) Jährlicher Gang.

Die bei den früheren Messungen [4] gemachte Feststellung, daß die Amplituden der Druckschwankungen im Winter beträchtlich größer sind als im Sommer, bestätigte sich. Kurve L der Abb. 4 zeigt den Verlauf der Tagesmittelwerte für die Amplituden der Druckschwankungen in der Zeit von Mitte Oktober 1951 bis Dezember 1952. Um die starken Schwankungen zwischen den Tagesmittelwerten aufeinanderfolgender Tage, wie sie sich besonders aus windgestörten Registrierungen ergeben, etwas auszugleichen, wurde die Kurve durch Mittelwertbildung über drei aufeinanderfolgende Tage geglättet. Man ersieht aus dieser Kurve,

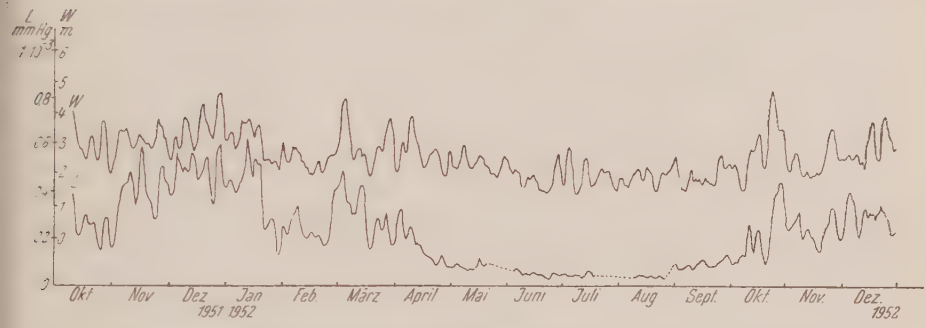


Abb. 4. Tagesmittelwerte der Luftdruckschwankungsamplituden L und der Wellenhöhen W auf dem nördlichen Atlantik.

daß die größten Amplituden vom November bis Januar auftreten, die kleinsten, nämlich Amplituden von weniger als 10^{-4} mm Hg, von Ende April bis Ende August, wo sie so klein werden, daß sie nur schwer von dem immer vorhandenen Störuntergrund in der Atmosphäre zu unterscheiden sind. Dieses Absinken der Luftdruckschwankungen auf fast unmeßbare Werte Ende April und das Wiederansteigen im September konnte auch bei den Registrierungen des Jahres 1953 wieder festgestellt werden.

b) Täglicher Gang.

Der tägliche Gang der Amplitude variiert im Einzelfall ziemlich stark und es ist nicht möglich, direkt eine Gesetzmäßigkeit abzulesen. Um einen allenfalls versteckten Tagesgang aufzudecken, wurden aus dem Zeitraum vom 13. Februar 1952 bis 2. April 1952 31 ungestörte Tage, d. h. Tage, bei welchen mindestens 22 Stundenmittelwerte vorlagen, ausgesucht und für jede Stunde die prozentuale Abweichung vom betreffenden Tagesmittelwert berechnet. Die Mittelwerte dieser Abweichungen sind zusammen mit ihren mittleren Fehlern in Abb. 5 aufgetragen. Die Kurve zeigt ein flaches Minimum in den Morgenstunden zwischen 5 und 7 Uhr und ein deutliches Maximum abends zwischen 18 und 20 Uhr.

Minimum und Maximum sind, verglichen mit den mittleren Fehlern, genügend weit auseinander, um diesen Tagesgang als gesichert zu be-

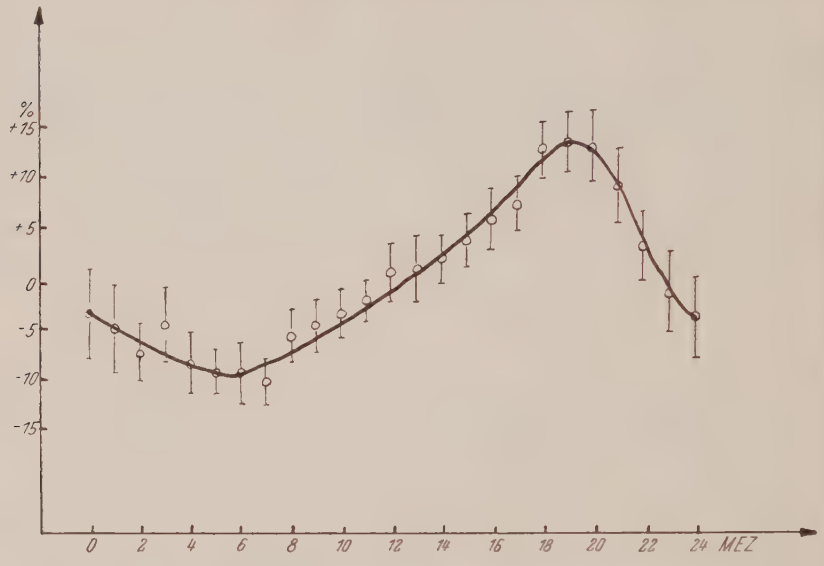


Abb. 5. Mittlerer Tagesgang der Druckschwankungsamplitude.

trachten. Zur Kontrolle wurde nach dem gleichen Verfahren ein Tagesgang aus den Registrierungen vom Winter 1948/49 berechnet, der die gleiche Lage von Maximum und Minimum ergab.

4. Beziehungen zu meteorologischen Vorgängen.

Zwischen der Größe der untersuchten Luftdruckschwankungen und dem am Meßort herrschenden Wetter konnte keine Beziehung gefunden werden. Hingegen zeigte sich in den Wintermonaten ein deutlicher Zusammenhang mit der Tiefdrucktätigkeit auf dem nördlichen Atlantik in dem Sinne, daß große Amplituden der Luftdruckschwankungen parallel mit starker Tiefdrucktätigkeit gehen. Wetterlagen, bei denen ein großer Teil des nördlichen Atlantik durch ein oder mehrere starke Tiefdruckgebiete bedeckt ist, sind im Winter von großen Luftdruckschwankungen begleitet. Die Intensität der Luftdruckschwankungen nimmt meistens rasch ab, wenn das Zentrum des Tiefs auf das Festland übertritt.

Um zu einem quantitativen Vergleich zu kommen, wurde versucht, als Maß der Tiefdrucktätigkeit die mittlere Höhe der Ozeanwellen zu verwenden. Kurve W in Abb. 4 stellt die Tagesmittelwerte der Wellenhöhen auf dem nördlichen Atlantik dar, die den Meldungen der im „Daily Weather Report, London" aufgeführten Wetterschiffe entnommen wurden. Die Kurve wurde, wie die der Luftdruckschwankungen, durch Mittelung

über je drei Tage geglättet. Der Vergleich der beiden Kurven L und W zeigt, daß zwischen Luftdruckschwankungen und Wellenhöhe in den Wintermonaten eine deutliche Beziehung besteht. Für die Zeit vom 1. November 1951 bis 31. Januar 1952 (90 korrelierte Werte) erhält man einen Korrelationskoeffizienten $r = 0.69$, wobei die Wahrscheinlichkeit für zufällige Korrelation kleiner als $1^0/_{00}$ ist. Für die Registrierungen aus dem Winter 1948/49 konnte ein Vergleich mit den Meereswellen nicht gemacht werden, weil für diese Zeit die Werte der Wellenhöhen nicht erhältlich waren.

Diese in Anbetracht des bei der Berechnung der Wellenhöhen verwendeten groben Verfahrens ziemlich enge Beziehung der beiden Vorgänge legt es, zusammen mit der Beobachtung, daß die Luftdruckschwankungen abnehmen, wenn das Tief auf das Festland übertritt, nahe, die Ursache der Luftdruckschwankungen in den Meereswellen zu suchen. Eine weitere Überlegung, die für diese Vermutung spricht, liegt im relativ engen Frequenzbereich, den die gemessenen Luftdruckschwankungen haben, nämlich meistens 10 bis 14 pro Minute. Wir könnten uns in der Atmosphäre kaum Vorgänge denken, durch welche über lange Zeit Wellen mit einem so engen Frequenzbereich ausgestrahlt würden.

F. B. Daniels [6] hat 1952 die Energie berechnet, welche durch die „*Lautsprecherwirkung*" der Ozeanwellen abgestrahlt wird. Da eine exakte Berechnung schwierig ist, hat er das Problem folgendermaßen schematisiert: Der Ozean wird als eine unendliche Ebene betrachtet, die mit Kolbenstrahlern von je 40 m² Fläche besetzt ist; diese Kolbenstrahler schwingen in zufälliger Phase mit Perioden von 5 Sekunden und Amplituden von 50 cm. Die Bedingung zufälliger Phasen ist wahrscheinlich in Sturmzentren näherungsweise erfüllt; wenn die Wellen vom Sturmzentrum weglaufen, nehmen sie immer mehr die Form eines normalen Wellenzuges an und strahlen dann sehr wenig Energie ab. Die Rechnung ergibt 100 erg/cm² als mittlere Energie, die von dieser Ebene abgestrahlt wird. Diese Energie wandert in einer isothermen Atmosphäre aufwärts und wird nach der Theorie von Schrödinger [7] im wesentlichen erst in einer Höhe, wo die mittlere freie Weglänge der Moleküle sich der Größe der Wellenlänge (im betrachteten Fall = 1,5 km) nähert, d. h. in etwa 130 bis 155 km Höhe absorbiert. Wenn die Atmosphäre nicht isotherm ist und die Temperatur in höheren Schichten nach oben zunimmt, so tritt ein teilweises Umbiegen der Schallstrahlen ein und die Schallenergie kann zwischen dem Erdboden und dieser Schicht über große Distanzen weitergeleitet werden. Daß solche Temperaturinversionen in etwa 30 bis 60 km Höhe auftreten, weiß man seit langem aus den Messungen anomaler Schallausbreitung [8]. Daniels weist dann auf die von Gutenberg und andern in Amerika gemessenen Luftdruckschwankungen (microbaroms) mit Perioden von einigen Sekunden hin und vermutet als deren Ursache die von Ozeanwellen ausgehende Schallstrahlung. Die Energie dieser Schallstrahlung reicht nach seiner Rechnung aus, die gemessenen Druckamplituden zu erklären; denn wenn man nur eine strahlende Fläche von 200 km Radius annimmt und voraussetzt, daß die abgestrahlte

Energie im Raum zwischen Erdoberfläche und einer Schicht in 100 km Höhe weitergeleitet wird, bekommt man in 800 km Entfernung noch 1 erg/cm² sec, d. h. einen Wert, der den höchsten gemessenen Druckamplituden von zirka 6 dyn/cm² entspricht. Das zeigt, daß entweder die Annahmen über Amplituden und Dichte der Strahler zu groß sind oder daß ein großer Teil der ausgestrahlten Energie absorbiert wird.

5. Deutung der Meßergebnisse.

Sollen Schallstrahlen, die horizontal von der Erdoberfläche weggehen, wieder zum Boden zurückkehren, so verlangt das Brechungsgesetz, daß die Schallgeschwindigkeit in irgendeiner höheren Schicht wieder den Bodenwert erreicht. Für steiler aufsteigende Strahlen sind entsprechend größere Werte nötig. Die im Ausdruck für die Schallgeschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{\varkappa \cdot R \cdot T}{\mu}}$$

vorkommenden Größen, wo $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$, R = universelle Gaskonstante, T = absolute Temperatur und μ = Molekulargewicht der Luft bedeuten, können mit Ausnahme der Temperatur bis zu Höhen von 80 km als konstant betrachtet werden; oberhalb 80 km tritt eine Verminderung des Molekulargewichtes durch Dissoziation des O_2 auf. Für eine Rückbiegung der Schallstrahlen unterhalb 80 km muß also die Temperatur in einer ruhenden Atmosphäre mindestens wieder den Bodenwert erreichen. Aus Beobachtung anomaler Schallausbreitung [9] berechnete man Temperaturen bis + 60° C in 40 km Höhe (Ozonschicht). Daß so hohe Temperaturen im Mittel in der Ozonschicht aber nicht zu erwarten sind, zeigen die Messungen, die in den Jahren 1946 bis 1951 mit Raketen in Amerika durchgeführt wurden. Abb. 6 stellt den mittleren Temperaturverlauf in der Atmosphäre dar, wie er sich aus den 1952 veröffentlichten Daten [10] aus mehr als 130 Raketenaufstiegen ergab. Daraus geht hervor, daß das Temperaturmaximum in 50 km Höhe nur etwa einen mittleren Wert von 0° C aufweist, also für eine Rückbiegung der Schallstrahlen gewöhnlich nicht ausreicht. Es ist allerdings zu betonen, daß es sich hier um Mittelwerte handelt; im Einzelfall können die Temperaturen

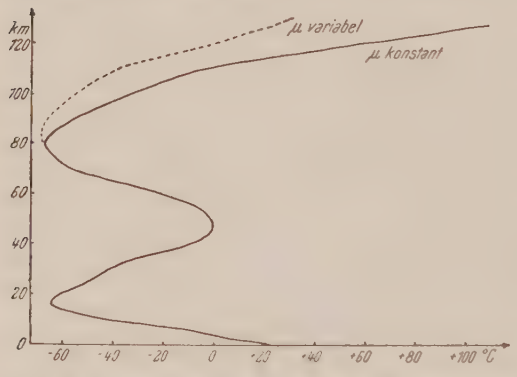


Abb. 6. Mittlerer Temperaturverlauf in der Atmosphäre nach den in Amerika durchgeführten Raketenaufstiegen. Die gestrichelte Kurve berücksichtigt die Dissoziation des Sauerstoffes.

beträchtlich davon abweichen. Auch R. Scherhag [*11*] hat mit Radiosonden nachgewiesen, daß die Mitteltemperatur in 40 km Höhe etwa — 40° C beträgt, also ganz bedeutend tiefer liegt, als man auf Grund von Schallbeobachtungen bisher berechnete. Zur Erklärung der aus Laufzeitmessungen bei anomaler Schallausbreitung folgenden Tatsache, daß eine Rückbiegung der Schallstrahlen in 30 bis 50 km eintritt, muß man nach Regula [*12*] und andern die Wirkung des Windes berücksichtigen. Darauf deutet auch die schon seit langem bekannte einseitige Ausbildung der anomalen Hörbarkeitszonen hin.

Scherhag [*13*] hat durch Radiosondenaufstiege festgestellt, daß im Winter in Höhen über 22 km starke westliche Winde, im Sommer schwächere östliche Winde wehen, als Folge eines Tief- bzw. Hochdruckgebietes in der Polarzone. Die Ergebnisse Scherhags decken sich mit denen, welche Richardson und Kennedy [*14*] in Amerika aus sehr sorgfältig und großzügig angelegten Sprengmessungen, welche sich fast über ein Jahr erstreckten, erhalten haben. Der Übergang von der winterlichen Westströmung zur sommerlichen Ostströmung findet nach den Untersuchungen Scherhags in der ersten Maihälfte, der umgekehrte Vorgang nach Mitte August statt. Kurve *L* der Abb. 4 zeigt, daß etwa in diesen Zeitpunkten das Absinken der Luftdruckschwankungen auf sehr kleine Werte bzw. ihr Wiederansteigen erfolgt. Der Jahresgang der Luftdruckschwankungen kann also so gedeutet werden, daß die von den Meereswellen erzeugten Schallwellen im Winter durch das Zusammenwirken von westlichen Winden und dem Temperaturmaximum in zirka 50 km Höhe zur Erdoberfläche zurückkehren, während im Sommer ein Rückbiegen der Schallstrahlen durch die östlichen Winde verunmöglicht wird. Dabei ist nicht ausgeschlossen, daß auch ein jährlicher Temperaturgang in dieser Höhe, über den man noch wenig weiß, mitbeteiligt ist. Es ist denkbar, daß die in den Sommermonaten noch gemessenen sehr kleinen Druckschwankungen von einer Rückbiegung an der zweiten warmen Schicht in etwa 110 km Höhe stammen, wo bereits eine beträchtliche Absorption dieser Wellenlängen stattfindet.

Den Tagesgang der Luftdruckschwankungen, wie er in Abb. 5 dargestellt ist, können wir mit einem entsprechenden Temperaturgang in der Umbiegungsschicht erklären, da die Lage von Minimum bzw. Maximum der Luftdruckschwankungen ungefähr zusammenfällt mit der Zeit des Sonnenaufganges bzw. Unterganges. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Ursache der Luftdruckschwankungen selbst, d. h. die Meereswellen, keinen Tagesgang aufweisen. Die Untersuchung ergab, daß die Meereswellen tatsächlich keinen Tagesgang zeigen. Eine Erwärmung der die Schallwellen zurückbiegenden Schicht im Laufe des Tages hat zur Folge, daß auch steiler aufsteigende Strahlen zum Erdboden zurückkehren und somit die Luftdruckschwankungen bei Sonnenuntergang ein Maximum erreichen.

Falls diese Deutung richtig ist, müßte sich eine Verschiebung der Lage von Maximum und Minimum entsprechend der jahreszeitlichen Änderung von Sonnenauf- und -untergang ergeben. Eine solche Verschiebung ist

aber schwierig nachzuweisen, da man in einem Monat kaum genügend störungsfreie Tage findet, d. h. Tagesregistrierungen, wo fast alle Stunden auswertbar sind, um einen Tagesgang sicher bestimmen zu können. Faßt man aber mehrere Monate zusammen, so verwischen sich die Verschiebungen. Die gemeinsame Verwertung der Registrierungen mehrerer Stationen an verschiedenen Orten könnte vielleicht zum Ziele führen.

Die Vermutung, daß die Luftdruckschwankungen von den im Zentrum eines Sturmes erzeugten Meereswellen ausgehen, welche DANIELS seinen Berechnungen zugrunde legte, wird auch durch die Ausbreitungsmessungen von W. GRAFFUNDER und W. GÜNTHER [*15*] gestützt, wonach die

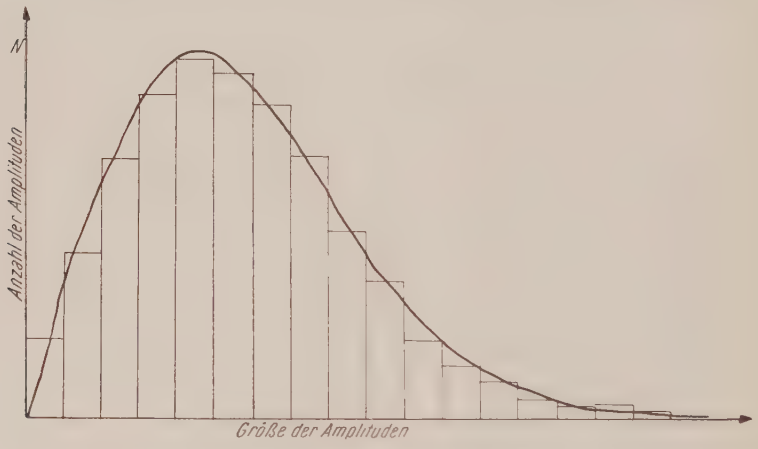


Abb. 7. Vergleich zwischen gemessener (Rechtecke) und berechneter (Kurve) Amplitudenverteilung.

Herkunftsrichtung der Druckschwankungen sich in gleicher Weise verschiebt wie die Zentren der zu dieser Zeit auf dem Atlantik liegenden Tiefdruckgebiete.

Um die Annahme DANIELS' zu prüfen, daß die Wellen in einem Sturmzentrum mit zufälliger Phase schwingen, wurde die Amplitudenverteilung der gemessenen Luftdruckschwankungen untersucht und mit jener verglichen, welche theoretisch aus der Annahme von Strahlern mit zufälliger Phase folgt. Nach RAYLEIGH ergibt sich für ein System von n-Strahlern gleicher Frequenz, die in zufälliger Phase mit der Amplitude 1 schwingen, eine mittlere Amplitude $\sqrt{n}$ und für die Wahrscheinlichkeit, eine resultierende Amplitude zwischen r und $r + dr$ zu finden, der Wert

$$dP = \frac{2}{n} e^{-\frac{r^2}{n}} \cdot r\, dr.$$

Die gemachte Annahme, daß nur eine einzige Frequenz vorhanden sein darf, ist bei den gemessenen Druckschwankungen nur sehr selten und auch dann nur näherungsweise erfüllt. Die an einer solchen mehr-

stündigen Registrierung durchgeführte Amplitudenstatistik ergab eine gute Übereinstimmung mit der nach der Theorie berechneten Kurve. Abb. 7 zeigt in den Rechtecken die ausgemessene Amplitudenverteilung zusammen mit der nach der Formel berechneten Kurve, wobei n so gewählt wurde, daß das Maximum der Kurve ungefähr mit dem der gemessenen Amplitude zusammenfiel. In den meisten Fällen aber ist die Übereinstimmung zwischen gemessener und berechneter Amplitudenverteilung aus dem erwähnten Grunde viel schlechter. Eine Entscheidung über die Richtigkeit der Annahme kann wohl nur durch direkte Beobachtung und Messung der Wellen im Zentrum eines Sturmes erbracht werden. Daß hier besondere Verhältnisse vorliegen, zeigt eine Beschreibung aus einer Arbeit von Bernard [*16*]: „On sait que si le centre d'un cyclone passe sur un navire, le calme est parfois si complet qu'une bougie tient allumée sur le pont: ... la mer déjà très grosse, formée de houles aux directions différentes, devient effroyable: c'est un monstrueux clapotis sans direction détérminée, et les vagues n'étant plus soumises à l'action du vent, se dressent pyramidales, dans un désordre terrifiant." Diese Schilderung macht die Annahme von Strahlern mit zufälliger Phase wahrscheinlich; dennoch wäre eine Messung von Amplitude und Frequenz der Wellen und ein Vergleich mit den in großer Entfernung registrierten Luftdruckschwankungen wünschbar. Ein solcher Vergleich müßte zu einer bedeutend besseren Übereinstimmung zwischen Wellenhöhe und Amplitude der Druckschwankungen führen, als das in Abb. 4 der Fall ist, wo die mittlere Wellenhöhe nur durch Mittelung über die von zehn Wetterschiffen gemeldeten Wellenhöhen ohne Berücksichtigung der Entfernung und der Art der dort vorhandenen Wellen berechnet wurde. Vielleicht sollten auch noch die Brandungswellen in den Vergleich miteinbezogen werden.

6. Luftdruckschwankungen und Mikroseismik.

Schon 1945 hat der Verfasser [*4*] auf die große Ähnlichkeit von Druckschwankungen und Mikroseismen in bezug auf Charakter und Periodendauer hingewiesen. Die Arbeiten der letzten Jahre über Mikroseismik haben in zunehmendem Maße gezeigt, daß die durch Stürme erzeugten Meereswellen die Hauptursache der Mikroseismen sind. Es ist, nachdem wir die Meereswellen auch als wahrscheinliche Ursache der Druckschwankungen betrachten, zu erwarten, daß zwischen den beiden Erscheinungen ein Zusammenhang bestehen muß. Daß ein solcher Zusammenhang besteht, zeigt Abb. 8, wo den Tagesmittelwerten der in Aarau gemessenen Druckamplituden die Tagesmittelwerte der in Strasbourg gemessenen Amplituden der Mikroseismen (Horizontalkomponente) für die Zeit von November 1948 bis Februar 1949 gegenübergestellt sind. Beide Kurven sind durch Mittelung über je drei Tage geglättet. Daß Luftdruckschwankungen und Mikroseismen nicht enger miteinander gekoppelt sind, kann wohl aus der Tatsache erklärt werden, daß die Ausbreitung der Mikroseismen von der Meerestiefe, dem Meeresboden, der Beschaffenheit der Küste und auch von den im Kontinent durchlaufenen Schichten

abhängt. Dazu kommt, daß auch Stürme in andern Meeren als dem Nordatlantik Mikroseismen erzeugen können, während für die Druckschwankungen nur die Vorgänge westlich der Meßstation in Betracht fallen.

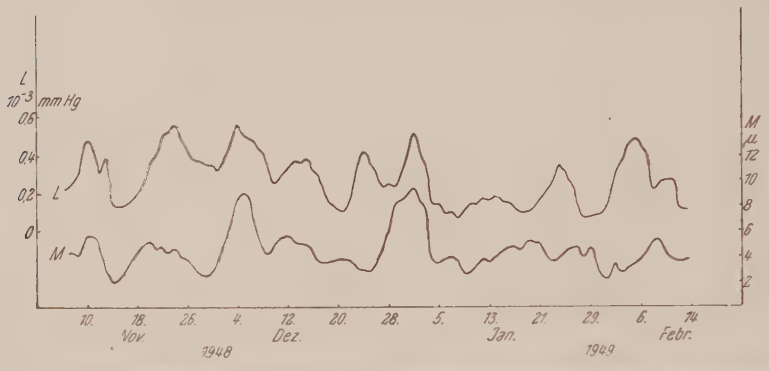


Abb. 8. Tagesmittelwerte der Amplitude von Luftdruckschwankungen L und Mikroseismen M (Horizontalkomponente von Strasbourg).

Die Frage, wieweit die Frequenzen von Mikroseismen und Druckschwankungen übereinstimmen, kann noch nicht genügend beantwortet werden. Immerhin kann als vorläufiges Ergebnis gesagt werden, daß zu gewissen Zeiten eine gute Übereinstimmung im Gang der Periodendauer festgestellt werden konnte, wie dies Abb. 9 für die Zeit vom 1. bis 25. Dezember 1951 zeigt, während in andern Fällen sich nur sehr mangelhafte oder keine Übereinstimmung ergab.

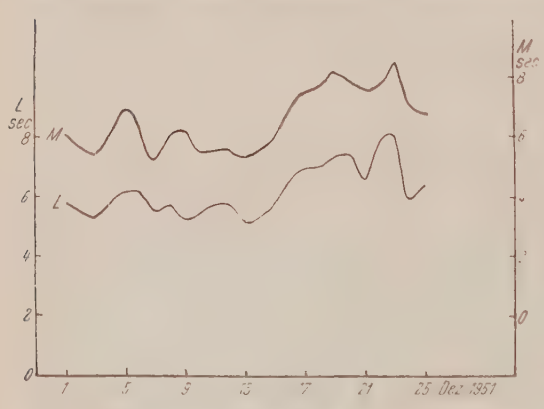


Abb. 9. Vergleich der Periodendauer von Luftdruckschwankungen L und Mikroseismen M (Horizontalkomponente von Strasbourg).

Zur Abklärung der interessanten Beziehungen zwischen Mikroseismen und Luftdruckschwankungen sind weitere Untersuchungen im Gange, über deren Ergebnisse später berichtet werden soll.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden in Zusammenarbeit mit dem Physikalischen Institut der Universität Freiburg/Schweiz durchgeführt. Den Herren Prof. DESSAUER, Prof. HOURIET und Prof. GRAFFUNDER bin ich zu großem Dank verpflichtet für das Interesse und Wohlwollen, mit welchem sie in zahlreichen Diskussionen die Arbeit gefördert haben. Herrn Prof. J. P. ROTHÉ vom Institut de

physique du globe, Strasbourg, verdanke ich die Auswertungen der Mikroseismen, die er in liebenswürdiger Weise zur Verfügung stellte, und Herrn Dr. E. Wanner von der Meteorologischen Zentralanstalt in Zürich die Beschaffung der meteorologischen Unterlagen. Besondere Anerkennung verdient auch Fräulein E. Graf, die bei der Auswertung des umfangreichen Registriermaterials mitgeholfen hat.

Der „Fritz Hoffmann-La Roche-Stiftung zur Förderung wissenschaftlicher Arbeitsgemeinschaften in der Schweiz" und der Schweiz. Studienkommission für Atomenergie, die beide durch finanzielle Unterstützung die Durchführung dieser Untersuchungen ermöglichten, möchte ich den besten Dank aussprechen.

Literaturverzeichnis.

1. Benioff, H. and B. Gutenberg: Waves and Currents recorded by Electromagnetic Barographs. Bull. Amer. Met. Soc. **20**, 421 (1939).
2. Gutenberg, B. and H. Benioff: Observations with Electromagnetic Microbarographs. Nature **144**, 478 (1939).
3. Saxer, L. und F. Dessauer: Elektrische Messung kleinster atmosphärischer Druckschwankungen. Helv. Phys. Acta **16**, 435 (1943).
4. Saxer, L.: Elektrische Messung kleiner atmosphärischer Druckschwankungen. Helv. Phys. Acta **18**, 527 (1945).
5. Dessauer, F., W. Graffunder und J. Schaffhauser: Über atmosphärische Pulsationen. Arch. Met. Geophys. Biokl. A, III, 5 (1951).
6. Daniels, F. B.: Acoustical Energy Generated by the Ocean Waves. Journal Acoust. Soc. Amer. **24**, 83 (1952).
7. Schrödinger, E.: Zur Akustik der Atmosphäre. Phys. Zs. **18**, 445 (1917).
8. Gutenberg, B.: Sound propagation in the Atmosphere. Compendium of Meteorology. Boston 1951, p. 366.
9. Regula, H.: Schallausbreitung in der Atmosphäre. Z. Geophys. **10**, 167 (1934).
10. The Rocket Panel: Pressures, Densities and Temperatures in the Upper Atmosphere. Phys. Rev. **88**, 1027 (1952).
11. Scherhag, R.: Ein Jahr Berliner Hochaufstiege. Phys. Verh. **6**, 125 (1952).
12. Regula, H.: Erforschung der Hochstratosphäre durch Schallwellen. Metorol. Rundsch. **2**, 263 (1949).
13. Scherhag, R.: Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose. Berlin 1948.
14. Richardson, J. M. and W. B. Kennedy: Atmospheric Wind and Temperatures to 50 km altitude as determinated by Acoustical Propagation. J. Ac. Soc. Amer. **24**, Nov. (1952).
15. Graffunder, W. und W. Günther: Einige Ergebnisse über die Ausbreitung quasiperiodischer Luftdruckschwankungen. Helv. Phys. Acta **25**, 485 (1952).
16. Bernard, P.: Etude sur l'agitation microseismique et ses variations. Ann. Inst. phys. globe, Paris. Tome **19**, 47 (1941).

Buchbesprechungen.

The Physics of the Stratosphere. Von R. M. Goody. (Cambridge Monographs on Physics. Herausgegeben von V. Feather und D. Shoenberg.) Mit 61 Textabb., X, 187 S. Cambridge: At the University Press. 1954. Geb. 25s. net.

Das Buch wendet sich bewußt an Physiker und dadurch ist es auch bedingt, daß in der Behandlung des Stoffes und in der Darstellungsweise besonders die *physikalischen Grundlagen* der Beobachtungsmethoden und auch der theoretischen Erwägungen zur Erklärung der physikalischen Verhältnisse in der Stratosphäre, die mit der Beobachtung und Berechnung der Temperatur und ihrer Änderungen, mit der Zusammensetzung der Luft, mit der dynamischen Struktur und mit der Strahlungsbilanz zusammenhängen, im Vordergrund stehen. Es werden dabei die Erscheinungen in der Luftschicht zwischen der Tropopause und dem Inversionsbeginn in etwa 75 km Höhe (Stratopause) in Betracht gezogen.

Nach einer Schilderung der neuesten Methoden der Durchführung von Messungen in der freien Atmosphäre mittels Ballonaufstiegen, Flugzeugen und Raketen mit ihren Möglichkeiten und prinzipiellen und praktischen Schwierigkeiten werden Grundlagen, Ausführung und Ergebnisse der direkten bzw. indirekten Beobachtungen der Temperaturverteilung und der Temperaturänderungen mit Radiosonden und Raketen und der Ableitungen der Temperaturverteilung aus Beobachtungen der Schallausbreitung, aus Meteorbeobachtungen, aus der Erscheinung der leuchtenden Nachtwolken, aus Spektralbeobachtungen der Sonnenstrahlung, des Nordlichtes und des Nachthimmelslichtes, aus der Lichtstreuung, aus Gezeitenschwingungen der Atmosphäre und aus Elektronenkollisionsfrequenzen erläutert und die verschiedenen Ergebnisse kritisch bewertet. Besonders für einige der indirekten Temperaturbestimmungen und für den Wärmehaushalt, bzw. für den thermischen Zustand der Atmosphäre spielt auch die Zusammensetzung der höheren Luftschichten, die im nächsten Abschnitt behandelt wird, eine wesentliche Rolle. Über die Verteilung des Wasserdampfgehaltes in der Stratosphäre bis 30 km Höhe haben Beobachtungen mit Gefrierpunkthygrometern und Spektralbeobachtungen in der Wasserdampfbande 6,3 μ neue Ergebnisse gebracht und die rasche Abnahme der Feuchtigkeit oberhalb der Tropopause erwiesen. Unabhängig von der Jahreszeit kann für die Stratosphäre ein CO_2-Gehalt von 0,026% angenommen werden. Nach Ergebnissen von Raketenaufstiegen scheint oberhalb 60 km Höhe eine Entmischung mit Abnahme des Gehaltes an schwereren und Zunahme des Gehaltes an leichteren Gasen zu beginnen. Ausführlich wird über die Methoden und über den neueren Stand der Ergebnisse der Erforschung der Ozonosphäre berichtet, wobei die spektroskopischen Methoden, die Ozonmessungen bei Mondfinsternissen und die chemischen Meßmethoden, die Versuche zur Temperaturbestimmung aus Ozonmessungen, die mittlere Höhenbestimmung aus der Druckabhängigkeit der 9,6 μ-Bande, die photochemische Theorie der Ozonbildung und die Bedeutung der Turbulenz

für die Ozonverteilung behandelt werden. Die Kenntnis der Turbulenzvorgänge in der Stratosphäre sind sowohl für die Verteilung der Gase, wie auch für die Erfassung des Wärmetransports und der Wärmebilanz notwendig. Bisher wurde versucht, auf Grund von Windbeobachtungen, von Beobachtungen der Meteoriten und der leuchtenden Nachtwolken, aus Flugzeug- und Ballonaufstiegen, aus Diffusionsmessungen und aus theoretischen Ableitungen aus dem vertikalen Temperaturgradienten Aufschluß über die Turbulenz in der Stratosphäre zu gewinnen, was zu einigen qualitativen Ergebnissen geführt hat. Dagegen sind die Strömungsverhältnisse in der Stratosphäre durch Ballonaufstiege, durch Beobachtungen der Schallausbreitung, der Meteoriten, der leuchtenden Nachtwolken, der Rauchfahnen von V 2-Raketen, durch Beobachtungen der Bewegung von Ionenwolken, durch Berechnung aus dem horizontalen Temperaturgradienten und durch theoretische Ableitungen aus den Gezeitenschwingungen besser bekannt geworden. Einem Wechsel zwischen Westströmung im Winter und Ostströmung im Sommer oberhalb 20 km scheint ein entgegengesetzter Wechsel oberhalb 60 km zu entsprechen, wobei in den oberen Schichten zunehmend auch ein Halbtages- und ein Tagesgang merkbar wird. Im letzten Abschnitt werden sehr eingehend die physikalischen Probleme der Strahlungsströme in der Atmosphäre und der molekularen Absorptionsbanden vom theoretischen Gesichtspunkt behandelt und die Ergebnisse der numerischen Berechnungen von Absorption und Temperaturgleichgewicht dargestellt. In der Anwendung auf die Erklärung der thermischen Struktur der Atmosphäre ist bemerkenswert, daß dabei nach neuen Berechnungen des Verfassers sich ergibt, daß die Stratosphärentemperatur zunehmen muß, wenn die Temperatur am Boden abnimmt, worin die Ursache für die Änderung der Tropopausentemperatur mit der geographischen Breite gesehen wird.

Das Buch bringt nicht nur eine sehr interessante physikalisch begründete Darstellung der Ergebnisse der Erforschung der Stratosphäre nach dem neuesten Stand, sondern auch eine anregende und klare Einführung in die Probleme und in die Methoden der Untersuchung der physikalischen Prozesse und der daraus resultierenden Zustände in dieser Luftschicht und stellt damit eine wertvolle Bereicherung der bekannten Schriftenreihe Cambridge Monographs of Physics dar. F. Steinhauser, Wien.

Thirty-Day Forecasting: A Review of a Ten-Year Experiment. Von J. Namias. (Meteorological Monographs: Band 2, Nr. 6.) Mit 80 Textabb., 1 Kartenbeilage, III, 83 S. Boston: American Meteorological Society. 1953. $ 3,50.

Eines der schwierigsten aber auch dringendsten Probleme der Meteorologie stellt die langfristige Wettervorhersage dar. Die Bemühungen in dieser Richtung reichen schon weit zurück und erschöpften sich früher vor allem in der Ausarbeitung statistischer Methoden mit Hilfe weltweiter Korrelationen, deren Ergebnisse in komplizierten und ihrem Sinn nach meist undurchsichtigen und oft nicht leicht erklärlichen Regressionsformeln resultierten. Abgesehen von der Unklarheit der darin zusammengefaßten Beziehungen muß bei der Anwendung solcher Regressionsgleichungen immer mit einer dem Wesen der statistischen Methode anhaftenden Unsicherheit bei der Anwendung auf einen konkreten Einzelfall gerechnet werden, was solche Methoden unbefriedigend und unzuverlässig erscheinen läßt. Es war daher das Bestreben der Meteorologie darauf zu richten, Methoden zu entwickeln, die eine langfristige Prognose, ähnlich wie dies bei der kurzfristigen der Fall ist, in der

Weise ermöglichen, daß die Entwicklung des Wetterablaufes über lange Sicht sozusagen als physikalischer Prozeß in synoptischer Art durchschaut werden kann oder auf Grund von vorauszuberechnenden physikalischen Auswirkungen geänderter Vorbedingungen, die im Strömungssystem der allgemeinen Zirkulation, in Änderungen von Wärme- und Kältequellen, in der Erstreckung von Eis- und Schneebedeckung oder in der Höhe der Oberflächentemperaturen und eventuell auch in Einflüssen kosmischer Faktoren begründet sein können, abgeschätzt werden kann. Die in der vorliegenden Publikation dargelegte Methode macht uns mit den Ergebnissen eines Versuchs zur Entwicklung langfristiger Vorhersagemethoden im Sinne einer Art synoptischer Extrapolation bekannt, der so weit geführt hat, daß es bereits gewagt werden konnte, regelmäßig Monatsvorhersagekarten auszugeben, die eine Verteilung der vorausgeschätzten Abweichungen der Monatsmitteltemperaturen und der Monatsniederschlagssummen von den Normalwerten wenigstens in grobskaliger Klassifikation für Nordamerika und für die ganze Nordhalbkugel bringen.

Grundlagen für diese Monatsprognosen bilden Monatskarten der Normalwerte und der Grenzwerte für über- und unternormale und stark über- und unternormale Monatsmittel der Temperatur, der Grenzwerte für Klassen normaler, über- und unternormaler Monatssummen des Niederschlags, Karten der mittleren Topographie der 700 mb-Fläche und der Temperaturverteilung in dieser Fläche für jeden Monat mit Darstellungen der Breitenverteilung der monatlichen Höhe der 700 mb-Fläche und der dieser Breitenverteilung entsprechenden zonalen Windgeschwindigkeiten im Mittel der westlichen Nordhalbkugel, die mittlere relative Topographie der 700- über der 1000 mb-Fläche, der Jahresgang der normalen Monatsindexwerte im 700 mb-Niveau und im Meeresniveau der westlichen Nordhalbkugel und Karten der Normalwerte der Änderung der Höhe der 700 mb-Fläche von einem Monat zum nächsten. Die Durchführung der Prognose basiert auf in umfangreichen Voruntersuchungen festgestellten Beziehungen zwischen den den Mittelwertskarten entsprechenden Zirkulationsformen und dem Wetter bzw. den Zyklonenbahnen.

Daraus ergibt sich eine brauchbare Methode der Temperaturvorhersage aus der Überlagerung der Anomalien der Höhen der 700 mb-Fläche und der normalen relativen Topographie der 700 mb- über der 1000 mb-Fläche in dem betreffenden Monat, aus der Beziehung der den meridionalen und zonalen Druckdifferenzen entsprechenden Temperaturanomalien zu den Druckanomalien in 1000 Fuß Höhe, aus Korrelationen zwischen den Temperaturanomalien einer Station und der Höhe der 700 mb-Fläche in anderen Gebieten und aus der Berücksichtigung spezieller aus den Anomalien des Vormonats resultierender Anfangsbedingungen. Für die Niederschlagsprognose werden vorwiegend Erkenntnisse über den Zusammenhang zwischen Niederschlagsverteilung und Strömungssystemen im Niveau der 700 mb-Fläche verwertet, die aus Mittelkarten der 700 mb-Fläche und ihren Anomalien abgeleitet wurden.

Ausführlich wird die Frage nach dem Sinn und der Berechtigung der Verwendung von 30tägigen Mittelwertskarten behandelt. Ihr Sinn liegt in dem Bestreben, die hauptsächlichen Entwicklungslinien hervorzuheben und kurzzeitige bzw. unregelmäßige Störungseinflüsse auszugleichen. Ihre Berechtigung hängt mit der Möglichkeit der Anwendung der physikalischen Gleichungen auf Mittelwertskarten zusammen. Ihre Anwendung setzt Kenntnisse über Zusammenhänge zwischen Zweigen der allgemeinen Zir-

kulation in verschiedenen Teilen der Erde und über die Beständigkeit oder Verlagerung von Aktionszentren voraus, die auf Grund von Statistiken von 5tägigen oder 30tägigen Mittelwertskarten diskutiert werden. Für die Prognosen verwertbare Erkenntnisse wurden auch aus Untersuchungen über die Entwicklung der den 30tägigen Mittelwertskarten entsprechenden Zirkulationen gewonnen, die die Verlagerungsgeschwindigkeit und Verlagerungsart der Hochdruckrücken und -tröge und auch in ganzen Serien von 30tägigen Mittelwertskarten der 700 mb-Fläche kontinuierliche Entwicklungen der fortschreitenden oder auch rückläufigen Wanderungen der Wellen und die Bildung neuer Wellen oder Zellenentwicklungen zeigten.

Zur Vorhersage der Bewegung und Entwicklung planetarer Wellen wurde eine kinematische Näherungsmethode für Mittelwertskarten unter Verwendung von 10tägigen Tendenzen und Trends entwickelt. Auf Grund von Betrachtungen über die Vorticity und über die Längen der großen Wellen werden ergänzend auch dynamische Methoden angewendet und aus Untersuchungen der „Index-Zyklen" gewonnene Erkenntnisse verwertet. Als zusätzliche Hilfsmittel können unter anderem auch statistische Feststellungen über Persistenz und Korrelation der Temperatur- und Niederschlagsanomalien untereinander und von Monat zu Monat herangezogen werden.

Abschließend gibt eine zusammenfassende Darstellung des Arbeitsganges und ein im Anhang beigegebenes Beispiel einer 30 Tage-Vorhersagekarte einen instruktiven Einblick in die Durchführung und in das Resultat solcher Vorhersagen, die bereits befriedigende Ergebnisse gezeigt und bei zahlreichen Interessentenkreisen Anerkennung gefunden haben. Mit der in dieser Arbeit entwickelten Prognosenmethode scheint die langfristige Witterungsvorhersage wieder ein beträchtliches Stück weitergekommen zu sein.

F. Steinhauser, Wien.

Untersuchungen über die Steuerung von isallobarischen Gebilden sowie über Dichtefelder und Massendivergenzen im Bereich von steuernden Aktionszentren. Von W. Hesse. Veröff. d. Geophys. Inst. Leipzig, XVI, Heft 2. Mit 60 Abb., 160 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1952. DM 17,—.

Die Arbeit zerfällt, wie bereits aus dem Titel ersichtlich ist, in zwei Teile, von denen der erste eine synoptische (statistische) Untersuchung über die Steuerung darstellt. Zur Klassifizierung werden 16 verschiedene Steuerungstypen definiert, die als Untergruppen der allgemein üblichen Bezeichnung von antizyklonaler und zyklonaler Steuerung eingeführt werden. Im besonderen wird auch ein sogenannter geradliniger Steuerungstyp geschaffen, bei dem die Aktionszentren eine solche Lage aufweisen, daß über Zentraleuropa eine nahezu geradlinige Steuerung auftritt. Verf. versichert, daß zur eindeutigen Charakterisierung eines größeren Beobachtungsmaterials eine so große Anzahl von Steuerungstypen erforderlich ist. Allerdings zeigte sich bei der diesbezüglichen Verarbeitung des zur Untersuchung zur Verfügung stehenden Materials, nämlich der Wetterkarten im Zeitraum 1935 bis 1944, daß etliche der vorher definierten Steuerungstypen gar nicht in Erscheinung traten. Um den Zusammenhang der betreffenden Steuerungstypen mit dem Wetterablauf herzustellen, wurden nur solche Steuerungslagen in die Statistik aufgenommen, die mindestens eine Andauer von 3 Tagen aufwiesen, so daß anzunehmen war, daß sie der Witterung ihren Stempel aufdrückten.

Als erstes Ergebnis zeigte sich ein Überwiegen der zyklonalen Typen. Zur weiteren Auswertung wurde eine monatliche Häufigkeit der Steuerungslagen errechnet und schließlich ein Kalender der Steuerung angelegt, indem der jährliche Gang der relativen Häufigkeit für den betrachteten Zeitraum von 10 Jahren ermittelt wurde. In diesem „Steuerungskalender" tauchen mit markanten Gipfelpunkten verschiedene kalendermäßig bekannte Singularitäten der Witterung Mitteleuropas auf. In Ergänzung zu der Steuerung der Bodenisallobaren wurde für den dreijährigen Zeitraum 1942 bis 1944 auch die Steuerung von Änderungen der absoluten Topographie der 225 mb-Fläche und der relativen Topographien 500/1000 und 96/225 mb untersucht. Wegen des kurzen hier behandelten Zeitraumes wurden anstelle von relativen, absolute Häufigkeiten ausgezählt. Die Steuerung vom Boden bis zur unteren Stratosphäre zeigt nach diesen Ergebnissen eine weitgehende Übereinstimmung in den verschiedenen Höhenniveaus. Doch besteht eine gewisse Abhängigkeit vom betreffenden Steuerungstyp.

Der zweite Teil der Arbeit befaßt sich mit der räumlichen und zeitlichen Variation der Luftdichte in den verschiedenen Höhenschichten im Bereich zyklonaler und antizyklonaler Zentren. Bekanntlich hat die Luftdichte bisher in den synoptischen und aerologischen Betrachtungen meist weniger Beachtung gefunden, da sie nicht direkt meßbar ist, sondern aus Druck und (virtueller) Temperatur berechnet werden muß. Verf. vertritt nun die Ansicht, daß es wünschenswert wäre, in der synoptischen Aerologie in stärkerem Maße mit Dichte- und Dichteänderungswerten zu arbeiten. Zu diesem Zwecke konstruierte er ein, der Abhandlung beigefügtes, recht handliches Dichtediagramm, das eine Ablesegenauigkeit der aus Luftdruck und virtueller Temperatur zu berechnenden Dichte von 1 g/cm³ gestattet. Die Einführung der Dichte bei der Auswertung aerologischer Aufstiege hat den Vorteil, daß dadurch *quantitative* Überlegungen über den Beitrag einer herausgegriffenen Schicht für den Gesamtluftdruck ermöglicht werden, während bei bloßen Temperaturbeobachtungen der Druck in der betreffenden Schicht bei Beurteilung von Massenänderungen mit berücksichtigt werden muß. Durch Feststellung der *zeitlichen* Dichteänderung wird der Massenzufluß bzw. -abfluß in einem gegebenen Raumelement erfaßt. Der Verf. schenkt daher den *echten Massendivergenzen und -konvergenzen* (zum Unterschied von dem bloßen Auffächern der Stromlinien) in den verschiedenen Sektoren der zyklonalen und antizyklonalen Zentren seine besondere Beachtung. Dazu wurden insgesamt 27 Wetterlagen mit Tief- und Hochdruckkernen über Europa untersucht, wobei sich recht interessante (vertikale) Dichteverteilungen herausstellten. Die Gegenläufigkeit des vertikalen Dichteverlaufes fällt naturgemäß nicht immer mit der bereits bekannten Druck- und Temperaturkompensation zusammen und tritt meist zwischen 300 und 200 mb auf. Es wurden ferner eine große Anzahl von (24stündigen) Dichteänderungsdiagrammen gezeichnet, die der Verf. zur Beurteilung der Massendivergenzen heranzieht. Dies ist allerdings gemäß der Kontinuitätsgleichung nur für die *dreidimensionale* Massendivergenz statthaft. Trotzdem glaubt der Verf., aus den lokalen Dichteänderungen in den verschiedenen Niveaus auf horizontale Divergenzen, also auf den *seitlichen* Massenzufluß bzw. -abfluß schließen zu können. Dieser Schluß erscheint für manche Schichten nicht sehr beweiskräftig, da der vertikale Massentransport in einem Zeitraum von 24 Stunden beträchtlich sein kann. Da sich die maximalen Dichteänderungen in den untersuchten Fällen fast durchwegs in der mittleren Troposphäre (500 mb-Fläche) zeigen, folgert der Verf., daß in diesem Niveau das stärkste „Aus-

und Einpumpen" stattfindet. Dies steht in krassem Widerspruch zu den (in der Arbeit allerdings nicht zitierten) modernen Ergebnissen über die Vorausberechnung der Änderungen der 500 mb-Fläche mit Hilfe der *divergenzfreien* (barotropen) Wirbelgleichung. Jedenfalls ist die Behauptung des Verf., daß dasjenige Niveau, welches die größten zeitlichen Dichteänderungen aufweist, auch die größten *seitlichen* Massenänderungen erfahren haben muß, nicht aufrechtzuerhalten. Trotzdem sind natürlich die Ergebnisse der im Bereich mächtiger Tief- und Hochdruckgebiete stattfindenden Dichteänderungen sehr wertvoll im Hinblick auf den Beitrag der einzelnen Schichten zu der Gesamtdruckänderung. H. Reuter, Wien.

Atomphysik. Ein Arbeitsbuch für Studium und Unterricht. Von H. Graewe. Mit 81 Abb., 340 S. Bonn-Hannover-Stuttgart: Dümmler. 1953. DM 19,80.

Mit hervorragendem didaktischem Geschick versteht es der Verfasser, die schwierigen Probleme und komplizierten Ergebnisse der Atomforschung in anschaulicher und leicht faßlicher Weise zur Darstellung zu bringen und ein eindrucksvolles Bild vom heutigen Stand der Ergebnisse des umfangreichen Gebietes der Atomphysik zu entwerfen. Das Buch bringt im ersten Teil als Grundlage der Atomphysik den molekularen Aufbau der Materie, den Bau der Atome, die Elementarteilchen, die Äquivalenz von Masse und Energie, die Dualität zwischen Wellen und Korpuskeln; der zweite Teil ist den Erscheinungen in der Atomhülle und den Linienspektren gewidmet und der Hauptteil behandelt den Nachweis und die Methoden zur Erzeugung schneller Einzelteilchen, den radioaktiven Zerfall, die künstliche Kernumwandlung, die Kernzertrümmerung, die Kernspaltung und die Atomenergie. Der Wert des Buches liegt in der überaus klaren und übersichtlichen Darstellungsweise, die es allen, die sich über irgendwelche Probleme, Ergebnisse oder Zahlenwerte der Atomphysik, die heute auch in der Meteorologie und Geophysik wachsende Bedeutung erlangen, rasch informieren wollen, leicht macht, darüber Aufschluß zu finden. F. Steinhauser, Wien.

Schnee und Lawinen in den Schweizeralpen im Winter 1950/51. (Winterbericht des Eidgenössischen Instituts für Schnee- und Lawinenforschung Weißfluhjoch-Davos: Nr. 15.) Mit 111 Abb., 231 S. Davos-Platz: Buchdruckerei Davos A. G. 1952. sfr. 14,—.

Im Jahre 1949 wurde Gelegenheit genommen, an dieser Stelle (diese Zeitschrift, Serie A, 1, 463) auf das erste Heft (Nr. 11) der Serie der alljährlichen Winterberichte des schweizerischen Instituts für Schnee- und Lawinenforschung auf Weißfluhjoch-Davos und damit auch auf die wissenschaftliche Tätigkeit dieses noch jungen Forschungsinstituts hinzuweisen. Es kann nicht unsere Aufgabe sein, jeden einzelnen der Winterberichte an dieser Stelle zu besprechen; doch soll immerhin auf zwei spezielle Hefte dieser Serie ausdrücklich hingewiesen werden.

Einmal sind seit dem hier besprochenen ersten Heft mehrere Einzeljahrgänge dieser Reihe herausgekommen. Gliederung und Behandlung des Stoffes sind im wesentlichen unverändert geblieben; doch gewinnen die der Darstellung zugrunde liegenden Gesichtspunkte von Jahr zu Jahr an Reichhaltigkeit und der Umfang der verschiedenen Jahrgänge läßt erkennen, ob die einzelnen Winter an Schneeproblemen und Lawinenniedergängen in den Schweizeralpen viel oder wenig gebracht haben. Nachdem die Ver-

öffentlichung der ersten Beobachtungsjahrgänge aus äußeren Gründen zunächst zurückgestellt worden war, ist dann 1951 ein erster Sammelbericht (Nr. 1 bis 10) über die zehn Winter 1936/1946 herausgekommen, der dank seiner komprimierten Form ein handliches und doch umfassendes Beobachtungsmaterial über die Witterungsbedingungen und die Schneedeckenverhältnisse sowie über die tödlichen Lawinenunglücke in den zehn Berichtsjahren der Öffentlichkeit zugänglich gemacht hat.

Seit diesem Sammelbericht ist nun neuerdings der Schnee- und Lawinenbericht über den Winter 1950/51 erschienen, und obgleich er sich äußerlich nur als Nr. 15 einer langen Reihe qualifiziert, soll er an dieser Stelle doch ausführlicher besprochen werden, da er sich auf einen durch die schweren Lawinenkatastrophen im ganzen Alpengebiet gekennzeichneten Winter bezieht. Schon der äußere Umfang von über 220 Seiten Quartformat läßt erkennen, daß es über diesen Winter besonders viel zu berichten gibt. Und es ist bezeichnend, daß der Hauptzuwachs dieses Berichtes gegenüber den vorangehenden Jahrgängen nur zum kleinsten Teil auf die Schilderung der Witterungsverhältnisse und der Schneedeckeneigenschaften zurückgeht, obgleich auch in diesen Fragen vermehrte Probleme zu diskutieren waren, daß dagegen das Kapitel über die Schadenlawinen und über die Erfahrungen im Lawinenbekämpfungsdienst ein Mehrfaches des Raumes beansprucht, den diese Fragen in früheren Jahrgängen erfordert haben.

Nach kurzer Einleitung des Institutsleiters M. DE QUERVAIN gibt der Meteorologe des Lawinenforschungsinstituts TH. ZINGG einen eingehenden Überblick über den Witterungsablauf des Berichtswinters; als Charakteristikum erkennt man, daß in diesem Winter November, Januar und Februar (besonders im Tessin und in Graubünden) außerordentlich niederschlagsreich waren und daß der Berichtswinter in einzelnen Gebieten der niederschlagsreichste Winter seit Beginn der regelmäßigen meteorologischen Beobachtungen im Jahre 1864 gewesen ist. Immerhin führt ein Vergleich der winterlichen Niederschlagsmengen der letzten sieben Jahrzehnte mit einigen Lawinenkatastrophenwintern zu der Feststellung, daß Winter mit großen Schneemengen keineswegs immer zu einer Häufung von Lawinenniedergängen Anlaß geben müssen, da die Lawinenbildung eben nicht ausschließlich vom Schneereichtum bedingt ist, sondern ebenso sehr auch von der Entwicklung und den Kohäsionseigenschaften der Schneedecke; und gerade in dieser Hinsicht haben die Untersuchungen des Davoser Schneeforschungsinstituts grundlegende und gleichzeitig praktisch bedeutsame Erkenntnisse erbracht.

Im II. Kapitel über Schnee und Lawinen im Parsenngebiet gibt H. R. IN DER GAND einen Überblick über die Verhältnisse im engeren Forschungsgebiet des Schnee- und Lawinenforschungsinstituts. Im III. Kapitel schildert M. SCHILD die Schneeverhältnisse im übrigen schweizerischen Alpengebiet, wobei er sich auf die täglichen Beobachtungen von 29 täglich meldenden Schnee- und Wetterbeobachtungsstationen und 36 weiteren Schneepegelmeßstellen stützt, die im ganzen schweizerischen Alpengebiet verteilt sind. Dabei hat sich einerseits gezeigt, daß der Berichtswinter im allgemeinen gar nicht die größten Schneehöhenmaxima der letzten Jahre gebracht hat, daß aber durch starke zeitliche Häufung in zwei kritischen Momenten trotzdem eine große Steigerung der Lawinengefahr hervorgerufen wurde.

Im IV. Kapitel geben mehrere Mitarbeiter des Instituts einen ebenso vollständigen wie knapp gefaßten Überblick über sämtliche Schadenlawinen des Berichtswinters 1950/51. Die traurige Bilanz ergibt für das Gebiet der ganzen Schweiz 1301 Schadenlawinen, bei denen 234 Personen verschüttet

wurden und 98 den Tod fanden; gegen 200 Häuser wurden verschüttet und fast 900 Stück Vieh kamen ums Leben. Die Summe der materiellen Schäden wurde auf über 26 Mill. Schweizerfranken geschätzt. Angesichts dieser Größe der Katastrophe ist es ermutigend zu sehen, wie M. DE QUERVAIN und M. SCHILD im V. Kapitel die für die Praxis der Beurteilung der Lawinengefahr und der Lawinenbekämpfung wesentlichen Erfahrungen und Schlußfolgerungen aus den systematischen Forschungsergebnissen und den Beobachtungen im Gelände und an den Lawinenschäden selbst zu ziehen vermögen und damit die Resultate der Grundlagenforschung in den Dienst der Verminderung der Lawinenschäden stellen. Ein für den Schneespezialisten bestimmter Auszug aus der internationalen Schneeklassifikation von 1951, die seither von der Kommission für Schnee und Eis der U. G. G. I. angenommen wurde, bildet den Abschluß des für Fachinteressenten außerordentlich reichhaltigen Bandes. W. MÖRIKOFER, Davos.

Acta Hydrophysica. Herausgegeben von H. ERTEL und J. FISCHER. Band 1, Heft 1—3. Berlin: Akademie-Verlag. 1953.

Diese neue Zeitschrift, die vom Institut für Physikalische Hydrographie der Deutschen Akademie der Wissenschaften herausgegeben wird und in unregelmäßigen Folgen erscheinen soll, hat die Aufgabe, die neuen Forschungsergebnisse aus dem Gebiet der Physik natürlicher Gewässer rasch der weiteren Forschung und der Verwertung in der Praxis zugänglich zu machen und damit ein planvolles Zusammenwirken zwischen Theoretiker und Praktiker zu fördern.

Von den in den bisher erschienenen ersten drei Heften enthaltenen Arbeiten sei eine theoretische Untersuchung von H. P. SCHMITZ über die Abkühlung von Binnenseen herausgehoben, in der er nachweist, daß bei der Berechnung der turbulenten Wärmeleitung im Wasser auch die Temperaturabhängigkeit seiner Dichte zu berücksichtigen ist, die Abkühlung einer vertikalen Wassersäule eines Sees von seiner Oberfläche her bei auftretender Thermokonvektion und turbulenter Wärmeleitung und die Abhängigkeit der Konvektionstiefe vom Gang der Oberflächentemperatur, der Abkühlung und der turbulenten Wärmeleitung berechnet und eine Differentialgleichung für die Abkühlung bei fehlender Thermokonvektion, sowie deren Lösungen für beliebige Anfangs- und verschiedene Randbedingungen ableitet. H. GRIESSEIER behandelt die Reflexion der direkten Sonnenstrahlung an einer bewegten Wasseroberfläche. Andere Beiträge beschäftigen sich mit nomographischen Verfahren in der Hydrographie, mit experimentellen Versuchen zur Barrenbildung an Flußmündungen und mit der Beeinflußung des Seenplanktons durch physikalische Faktoren. Diese neue Zeitschrift bedeutet eine wertvolle Bereicherung für das geophysikalische Spezialgebiet der Hydrophysik.

F. STEINHAUSER, Wien.

Höhe, Länge und Steilheit der Meereswellen im Nordatlantik. Von H. U. ROLL. (Einzelveröffentlichungen des Deutschen Wetterdienstes, Seewetteramt: Nr. 1.) — Die Nebelverhältnisse der Unterelbe im Jahrzehnt 1939 bis 1948. Von G. HARTENSTEIN und H. MARKGRAF. (Einzelveröffentlichungen des Deutschen Wetterdienstes, Seewetteramt: Nr. 2.) Hamburg. 1953.

Mit diesen Veröffentlichungen beginnt eine neue Schriftenreihe des Seewetteramtes des Deutschen Wetterdienstes, auf die hier hingewiesen werden

muß. Dieses Amt ist im Zuge der Neuorganisation des Wetterdienstes der Deutschen Bundesrepublik geschaffen worden und ist berufen, sozusagen die meteorologische Tradition der früheren Deutschen Seewarte weiterzuführen. In den vorliegenden ersten Folgen der Reihe der Einzelveröffentlichungen werden Beobachtungsmaterialien aus dem Bereich der maritimen Meteorologie bearbeitet.

H. U. Roll gibt eine ausführliche statistische Bearbeitung der in den Funkwettermeldungen der nordatlantischen Wetterschiffe in einem zweijährigen Zeitraum mitgeteilten Angaben über Wellenhöhen und Wellenlängen bzw. Wellenperioden, in der neben der Statistik dieser Einzelelemente auch ihre Kombination behandelt wird. Die Ergebnisse der Beobachtungen von zehn Wetterschiffen sind in zweidimensionalen Häufigkeitsdiagrammen nach Wellenperioden in 2 Sekundenintervallen als Abszissen und Wellenhöhen in $^1/_2$ m-Intervallen als Ordinaten zusammengefaßt für das ganze Jahr, unterteilt nach Jahreszeiten und unterteilt nach den Wellenrichtungsquadranten dargestellt und dazu ist an eingezeichneten schrägen Geraden auch die Häufigkeitsverteilung für verschiedene Steilheiten der Wellen abzulesen. Eine zusammenfassende Diskussion der Diagramme gibt einen Überblick über die wesentlichen Merkmale der Verteilung der Wellenhöhen und -längen und Wellenrichtungen in den verschiedenen Teilen des Nordatlantiks.

Nr. 2 der Einzelveröffentlichungen ist ebenfalls einer Beobachtungsstatistik gewidmet, in der auf Grund zehnjähriger Beobachtungen von zehn Leuchttürmen und Feuerschiffen im Mündungsgebiet der Elbe die mittleren Zahlen der Nebeltage, Nebelstunden und Nebeldauer im Jahr und in den einzelnen Monaten, die beobachteten Extreme der monatlichen Nebelstunden, die Zahl nebelfreier Monate an den einzelnen Stationen, Angaben über langdauernde Einzelnebel und Tagesgänge der Nebelhäufigkeit mitgeteilt und diskutiert werden. Daraus ist ein aufschlußreicher Einblick in die Nebelverhältnisse dieses Gebietes zu gewinnen. F. Steinhauser, Wien.

Fünfstellige Tafel der trigonometrischen Funktionen. Von B. Sticker. Ausgabe A für Altgradteilung. 52 S. Bonn: Dümmlers Verlag. 1954. Geb. DM 7,60.

Dieses neue Tafelwerk enthält für jede Bogenminute des in 90° geteilten Quadranten die numerischen Werte der sechs trigonometrischen Funktionen sin, cosec, tg, ctg, sec und cos mit fünf Dezimalstellen; gegenüber den meisten fünfstelligen Tafeln ist die Dichte der angegebenen Werte somit wesentlich größer, so daß in den meisten Fällen auch die entsprechenden Werte für Bogensekunden durch Interpolation gewonnen werden können. Das Tafelwerk hat seine Bedeutung nicht nur für Astronomie und Geodäsie, für Navigation und Optik, sondern dürfte auch für manche Arbeiten der Geophysik und der Strahlungsforschung ein willkommenes Hilfsmittel darstellen.

W. Mörikofer, Davos.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können maximal weitere 125 Separata zum angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10 % der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Telephon U 26 5 60 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien.

Der Verlag

SPRINGER-VERLAG IN WIEN I

Acta Physica Austriaca. Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften. Herausgegeben von K. W. Fritz Kohlrausch †, Graz, und Hans Thirring, Wien. Schriftleitung: **Paul Urban,** Graz.

Zuletzt erschien:

Band 8, Heft 3. (Ausgegeben im April 1954.) Mit 22 Abbildungen und 1 Tafel. 112 Seiten. 1954. S 126.—, DM 21.—, $ 5.—, sfr. 21.50

Inhaltsverzeichnis: Fritz Kohlrausch †. — **Wagner, J.** Prof. Dr. Fritz Kohlrausch †. — **Haefer, R.** Die Strom-Spannungscharakteristiken einer selbständigen Gasentladung im transversalen Magnetfeld. — **Hittmair, O.** Das Spektrum von Kristallionen. — **Eder, G.** Nukleon-Pion-Wechselwirkungen. — **Tomiser, J.** Eigendruckverbreiterung der inversen Zeeman-Komponenten der Natrium-*D*-Linien. — **Reinharz, M., G. Rohringer** und **E. Broda.** Empfindlichkeitsvergleich verschiedener Meßverfahren für Radiokohlenstoff. — **Freese, E.** Die Wellengleichungen der Quantenelektrodynamik. — **Buchbesprechungen.**

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Soeben erschien:

Bau und Bildung der Kristalle

Die Architektonik der stofflichen Welt

Von

Prof. Dr. **F. Raaz**
Mineralogisch-petrographisches Institut der Universität Wien

und

Prof. Dr. **A. Köhler**
Institut für angewandte Mineralogie der Technischen Hochschule Wien

Mit 166 Textabbildungen. V, 185 Seiten. 1953
Ganzleinen S 96.—, DM 18.—, $ 4.30, sfr. 18.50

Für Physiker und Chemiker ist das Verständnis des Aufbaues der kristallisierten Materie eine ausgesprochene Notwendigkeit, aber auch der naturwissenschaftlich interessierte Laie, ja eigentlich jeder Gebildete unserer Zeit sollte doch von den Grundprinzipien eines so tiefschürfenden Wissensgebietes — das gleichzeitig die großartigsten Ausblicke nach verschiedensten Richtungen bietet — wenigstens eine Ahnung haben. Jeder Versuch, Studierende und auch weitere Kreise über die Bedeutung des Faches aufzuklären und sie in die sich ergebenden Probleme einzuführen, müßte daher begünstigt werden. Eine hier bestehende Lücke in der Literatur auszufüllen, ohne ein neues Hand- oder Lehrbuch schaffen zu wollen, ist der vorliegende Versuch der Verfasser, in einer knappen Auswahl von leichtfaßlich geschriebenen Artikeln Verständnis und Interesse zu wecken.

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Herausgegeben von

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-meteorologisches Observatorium Davos

und

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Serie B: Allgemeine und biologische Klimatologie

Zuletzt erschien:

Band 5, Heft 2

(Abgeschlossen im Januar 1954)

Mit 50 Textabbildungen. 172 Seiten. 1954
S 194.—, DM 32.40, $ 7.70, sfr. 33.10

Inhaltsverzeichnis: **Courvoisier, P.** Zur Definition der Sonnenstrahlung. — **Hofstetter, G.** Der Einfluß meteorologischer Faktoren auf die Temperatur alpiner Seen. — **Lange, O. L.** Einige Messungen zum Wärmehaushalt poikilohydrer Flechten und Moose. — **Georgii, H.-W.** Untersuchung über den Luftaustausch zwischen Wohnräumen und Außenluft. — **Diem, M.** Das Mikroklima in einem künstlich beregneten Tabakbestand. — **Bortels, H.** Zwei einfache Modelle meteorobiologischer Reaktionen in ihren Beziehungen zu Luftdruckänderungen und zur Solaraktivität. — **Sundermann, H.** Über die Möglichkeit eines Biotropismus luftelektrischer Erscheinungen. — **Buchbesprechungen.**

Printed in Austria